PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 17 — 1. September 1936. Redaktionsschluß für Nr. 19 am 15. September 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

F. Henning und J. Otto, Anschluß von Platinwiderstandsthermometern an das Heliumgasthermometer im Gebiet von 14° bis 90° abs. S. 601.

C. Deimel, Untersuchungen über die Zündspannungen vorionisierter Glimmentladungen. S. 610.

B. Piekara, Über ein anomales Verhalten der Dielektrizitätskonstante höherer organischer Säuren in der Nähe des Erstarrungspunktes. S. 624.

H. Bauer, Eine einfache Wilsonsche Nebelkammer. S. 627.

H. Neuert, Eine Wilsonsche Nebelkammer einfacher Bauart. S. 629.

Besprechungen:

M. ten Bosch, Die Wärmeübertragung. S. 630.

W. Böttger, Die chemische Analyse. XXVI. S. 630.

Grimsehls Lehrbuch der Physik. Neubearbeitet von R. Tomaschek. Bd. I: Mechanik, Wärmelehre, Akustik. S. 630.

W. Holzer, Kathodenstrahloszillographie in Biologie und Medizin. S. 631.

W. Hume-Rothery, The structure of metals and alloys. S. 631.

25 Jahre Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften. 2. Band: Die Naturwissenschaften. S. 632.

H. Wigge, Lärm. S. 632.

Nachrichten. S. 632.

ABHANDLUNGEN.

Anschluß von Platinwiderstandsthermometern an das Heliumgasthermometer im Gebiet von 14° bis 90° abs.

Von F. Henning und J. Otto.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Versuchsanordnung.

Das Ziel der Untersuchung war die Auffindung einer Methode zur Eichung eines beliebigen Platinwiderstandsthermometers in dem Gebiet von 14 bis 90° abs. ohne Verwendung eines Gasthermometers.

Hierzu war erforderlich:

a) Die Abhängigkeit des Platinwiderstandes von der gasthermometrisch gemessenen Temperatur zu ermitteln und durch eine allgemein gültige Formel auszudrücken.

b) Eine genügende Anzahl von geeigneten Fixpunkten zur Ermittelung der Formelkonstanten aufzufinden.

Zur Erfüllung dieser Forderungen wurde ein Gasthermometer entwickelt, in dessen Gefäß ein Widerstandsthermometer und ein Dampfdruckthermometer eingebaut waren. Um eines guten Temperaturausgleiches sicher zu sein, wurden die Abmessungen verhältnismäßig gering gewählt, so daß ein Gasthermometer von nur 50 cm³ Inhalt verwendet werden konnte. Da mit einem Gefäß dieser Größe erfahrungsgemäß nur eine mäßige Genauigkeit der Temperaturmessung erzielt werden kann, wenn diese außer auf den Spannungskoeffizienten nur auf den Eispunktsdruck gegründet wird, so wurde das Gasthermometer in dieser Anordnung nur als Interpolationsinstrument verwendet, indem die anderweitig genau gemessenen normalen Siedepunkte des Wasserstoffs und Sauerstoffs[1]) als Bezugspunkte zugrunde gelegt wurden.

Das Widerstandsthermometer W (Abb. 1) war von unten in das Gasthermometergefäß G eingeführt. Es war, um etwaige Temperaturunterschiede in der Achse des Gasthermometers feststellen zu können, auf ein Drittel und zwei Drittel seiner Länge mit zusätzlichen Spannungsanschlüssen versehen. Zwei weitere Spannungsanschlüsse befanden sich mit je einem Stromanschluß am oberen und unteren Ende des Thermometerdrahtes. Der mittlere Teil des Widerstandsdrahtes wurde von dem Kondensationsgefäß des Dampfdruckthermometers umschlossen. Das Gasthermometergefäß war von einem möglichst eng angepaßten Kupferzylinder Z umgeben, auf dessen Mantelfläche eine

1) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **9**, 486, 1931; **14**, 185, 1932.

Heizspule H gewickelt war. Dieser Kupferzylinder stand auf der Korkisolation K in dem zylindrischen Messinggefäß M', das zwecks guten thermischen Ausgleichs mit Wasserstoff gefüllt werden konnte. Das Messinggefäß M' war

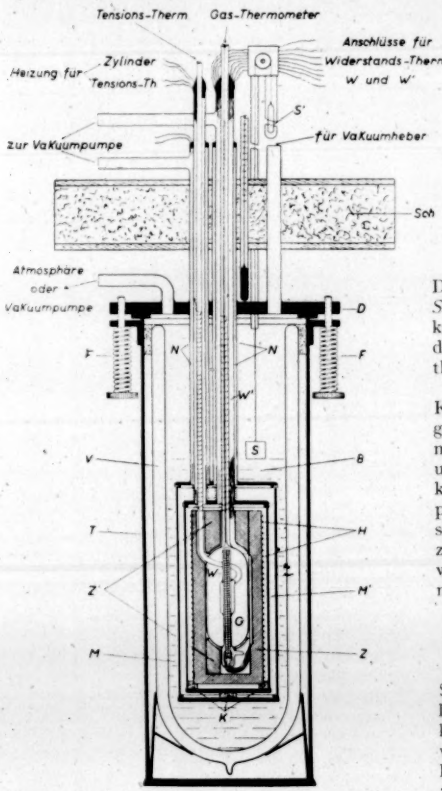

Abb. 1. Gasthermometer mit eingebautem Platinwiderstands- und Dampfdruckthermometer.

von einem zweiten Messinggefäß M umgeben. Der Raum zwischen beiden konnte zur Regelung der Temperatur mit Wasserstoff gefüllt oder auch hochgradig gasleer gepumpt werden. Mit diesem Zwischenraum in Verbindung stand der Raum zwischen je zwei konzentrischen Rohren, durch welche die Zuleitungen zu den Meßgeräten nach außen führten. Diese konzentrischen Rohre bestanden in dem an die Zylinder anschließenden Teil aus Neusilber, in dem oberen aus Messing. Um mit Sicherheit zu verhindern, daß sich in der Verbindungsleitung des Dampfdruckthermometers zwischen Kondensationsgefäß und Manometer Gas verflüssigen konnte, wurde diese auf dem Wege durch das Flüssigkeitsbad mit einer Heizspule umgeben. Die entsprechende Verbindungsleitung des Gasthermometers war zur genauen Bestimmung der mittleren Übergangstemperatur mit einem eng anliegenden Widerstandsdraht aus Platin versehen. Zur Erzeugung der tiefen Temperatur dienten Bäder B aus flüssigem Wasserstoff bzw. flüssigem Sauerstoff, die auch unter vermindertem Druck zum Sieden gebracht werden konnten. Zu dem Zweck war das Vakuumglas V von dem Messinggefäß T umgeben, dessen Deckel mittels einer Gummidichtung und durch 6 Federn F fest angepreßt werden konnte. Der Schwimmer S zeigte durch sein Gegengewicht S' in der üblichen Weise den Stand des Flüssigkeitsspiegels an. Der Wärmeschutz *Sch* hatte die Aufgabe, die Anschlüsse für das Widerstandsthermometer vor Luftströmungen zu schützen.

Bei den letzten Versuchsreihen wurde der Kupferzylinder Z nebst den beiden Mantelgefäßen M und M' entfernt, so daß das Thermometergefäß, dessen Füllung unverändert blieb, unmittelbar in die Badflüssigkeiten eintauchen konnte. Andernfalls war es nicht möglich, Temperaturen bis herab zum Tripelpunkt des Wasserstoffs zu erreichen. Auch war das Verfahren zweckmäßig bei Temperaturen oberhalb 65° abs., wo eine elektrische Heizung des Kupferzylinders nicht in Frage kam.

2. Das Gasthermometer.

Das Gefäß bestand aus Jenaer Glas 16^{III}. Seine Glaskapillare wurde mit weißem Siegellack an die zum Manometer führende Platinkapillare angekittet. Der schädliche Raum wurde entsprechend der Temperaturverteilung längs der Kapillaren in drei Abschnitte unterteilt. Der Abschnitt V_1 beginnt dicht über dem Thermometergefäß und reicht bis zum Metalldeckel des Thermostaten. Die Temperatur dieses Abschnittes wurde durch das bereits genannte Widerstandsthermometer, dessen Draht um die Kapillare gewickelt war, gemessen. Der Abschnitt V_2 bildet die Fortsetzung bis zum oberen Holzdeckelrand des Wärmeschutzes *Sch*. Als seine Temperatur wurde der Mittelwert zwischen Raumtemperatur und der mit einem Quecksilberthermometer gemessenen Temperatur des Metalldeckels D angenommen. Der Abschnitt V_3 umfaßt das restliche Volumen der Glaskapillare, das Volumen der anschließenden Platinkapillaren

und das Volumen über der Quecksilberkuppe, sofern diese mit der Metallspitze des Manometers in optischem Kontakt steht.

Die mit Quecksilber vorgenommene Auswägung des Hauptvolumens nach Reduktion auf 0° und bei beiderseitigem Atmosphärendruck ergab den Wert

$$V_0 = 52182{,}6 \text{ mm}^3.$$

Der unmittelbar gemessene Druckkoeffizient des Gefäßes ergab sich zu

$$\mu = \frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta p} = 5{,}5 \cdot 10^{-8},$$

falls als Druckeinheit 1 mm *Hg* gilt.

Für die Umrechnung des Volumens auf Temperaturen bis zu $t = -258°$ wurde der kubische Ausdehnungskoeffizient λ des Glases nach den Messungen von Ebert[1]) berechnet.

Für die Größe des Gefäßvolumens bei der Temperatur t und dem inneren Überdruck von Δp (in mm *Hg*) gilt demnach die Beziehung

$$V_{t,p} = 52182{,}6\,(1 + \lambda \cdot t + \mu \cdot \Delta p).$$

Es ist zu bemerken, daß Δp in fast allen Fällen so klein gehalten werden konnte, daß das Glied $\mu \cdot \Delta p$ zu vernachlässigen war.

Für die schädlichen Volumina wurden folgende Werte ermittelt:

$$V_1 = 73{,}8 \text{ mm}^3,$$
$$V_2 = 49{,}1 \text{ mm}^3,$$
$$V_3 = 686{,}6 \text{ mm}^3.$$

3. Berechnung der gasthermometrischen Temperatur.

a) Durch Anschluß an den Eispunkt.

Zugrunde gelegt wurde die Beziehung

$$P = P'\left[1 - a(t_q - 18)\right]\left[1 + \lambda t + \Sigma\left(\frac{V_x}{V_0} \cdot \frac{T}{T_x}\right)\right]. \quad (1)$$

Hierin bedeutet P einen reduzierten Druck, der dem Fall entspricht, daß die gesamte Gasmenge in dem unveränderlichen Volumen V_0 bei der Temperatur t enthalten ist, so daß die Beziehung

$$P = P_0(1 + \beta t) \quad (2)$$

angewendet werden kann. P' ist der unmittelbar am Manometer in mm *Hg* abgelesene Druck bei der mittleren Temperatur t_q der Quecksilbersäule und des Messingmaßstabes.

$$P'' = P'\left[1 - a(t_q - 18)\right] \quad (3)$$

bedeutet den auf 18° reduzierten Quecksilberdruck, wobei $a = 0{,}000163$ die Differenz der Ausdehnungskoeffizienten von Quecksilber und Messing darstellt. Die Reduktion auf normale Schwerebeschleunigung erübrigt sich, da bei der Temperaturmessung nur die Verhältnisse der Drucke in die Rechnung eingehen. Mit V_x und T_x sind die einzelnen Teile des schädlichen Volumens und die zugehörigen absoluten Temperaturen bezeichnet. Zur Vereinfachung der Rechnung wurde mit genügender Genauigkeit

$$\frac{1}{T_x} = \frac{1}{T_x'} - \frac{\Delta T_x}{T_x'^2} \quad (4)$$

gesetzt, wobei $\Delta T_x = T_x - T_x'$ bedeutet. Es erwies sich auf Grund ausführlicherer Rechnung als ausreichend, $T_1' = 57{,}5 + 0{,}83\,T$ anzunehmen. Ferner wurde $T_2' = 268°$ abs. und $T_3' = 293°$ abs. gesetzt.

Die Auswertung des letzten Klammerfaktors der Gleichung (1)

$$1 + \lambda t + \Sigma\left(\frac{V_x}{V_0} \cdot \frac{T}{T_x}\right) = 1 + A_t^*$$

für eine Anzahl runder Temperaturen im Gebiet von 20 bis 100° abs. lieferte unter Einfügung der obengenannten Werte von T_x' an Stelle von T_x und der λ-Werte nach Ebert das in der folgenden Tabelle dargestellte Ergebnis:

T	$\Sigma\left(\frac{V_x}{V_0} \cdot \frac{T}{T_x'}\right) \cdot 10^8$	$\lambda \cdot t \cdot 10^8$	$A_t^* \cdot 10^8$	$A_t \cdot 10^8$	$(A_t^* - A_t) \cdot 10^8$	Beobachtet-berechnet in °
20	1349	− 3668	− 2319	− 2341	+ 22	0,000
30	1966	− 3682	− 1716	− 1726	+ 10	0,000
40	2559	− 3677	− 1118	− 1111	− 7	0,000
50	3132	− 3648	− 516	− 496	− 20	0,001
60	3694	− 3600	+ 94	+ 119	− 25	0,002
70	4243	− 3535	+ 708	+ 734	− 26	0,002
80	4784	− 3456	+ 1328	+ 1349	− 21	0,002
90	5317	− 3356	+ 1961	+ 1964	− 3	0,000
100	5845	− 3225	+ 2620	+ 2579	+ 41	0,004
273	14530	0	+ 14530	+ 13228	+ 1300	

[1]) Ebert, Zeitschr. f. Phys. **47**, 712, 1928.

Hierbei ist gesetzt:

$$A_t = A_0 + A_1 \cdot t = [13228 + 61{,}5 \cdot t] \cdot 10^{-6}$$
$$= [-3571 + 61{,}5\,T] \cdot 10^{-6}.$$

Demnach ist es, wenn die stets kleinen Temperaturunterschiede ΔT_x zunächst unberücksichtigt bleiben, in dem Gebiet unterhalb $T = 100°$ abs. erlaubt, einen Ausdruck der Form

$$P_0(1 + \beta t) = P''(1 + A_0 + A_1 \cdot t) \qquad (5)$$

aufzustellen, woraus

$$t = \frac{P''(1 + A_0) - P_0}{\beta \cdot P_0 - P'' A_1} \qquad (6)$$

folgt. Die Berücksichtigung der Temperaturdifferenzen ΔT_x liefert ein Korrektionsglied Δt, um das die nach Gleichungen (5) und (6) berechnete Temperatur nötigenfalls zu erhöhen ist. Dieses Korrektionsglied hat die Größe

$$\left.\begin{aligned} \Delta t &= -T P'' \cdot \frac{T_0}{P_0 V_0} \sum \left[\frac{V_x \cdot \Delta T_x}{(T_x')^2} \right] \\ &\approx -T^2 \sum \left(\frac{V_x}{V_0} \cdot \frac{\Delta T_x}{(T_x')^2} \right). \end{aligned}\right| \qquad (7)$$

Der Eispunktsdruck P_0 der Heliumfüllung des Gasthermometers konnte nur vor Beginn und nach Abschluß der Beobachtungsreihe, die sich von Februar bis Dezember 1934 erstreckte, zuverlässig ermittelt werden. Es ergab sich bei Reduktion der Quecksilbersäule auf 18°

am 8. 2. 34	.....	928,205 mm *Hg*
		928,226 mm *Hg*
am 3. 12. 34	.....	928,162 mm *Hg*
		928,222 mm *Hg*
		928,176 mm *Hg*
Gesamtmittel	.....	928,198 mm *Hg*

Die Rechnung wurde mit dem abgerundeten Wert $P_0 = 928{,}20$ mm *Hg* durchgeführt. Diesem Anfangsdruck entspricht nach den Messungen von Heuse und Otto[1]) für Helium der Spannungskoeffizient

$$\beta = 0{,}0036606.$$

Unter Einsetzung dieser Zahlenwerte und der oben definierten Konstanten $A_0 = 13228 \cdot 10^{-6}$ und $A_1 = 61{,}5 \cdot 10^{-6}$ erhält man mit Gleichung (6)

$$\left.\begin{aligned} t &= \frac{0{,}298\,204 \cdot P'' - 273{,}179}{1 - 0{,}000\,018\,100 \cdot P''} \\ &= \frac{P'' - 91{,}6081}{3.35341 - 60{,}697 \cdot 10^{-6} \cdot P''}. \end{aligned}\right| \qquad (8)$$

Die Berücksichtigung der Temperaturdifferenzen ΔT_x gemäß Gleichung (7) lieferte bei der ganzen Versuchsreihe nur Korrektionswerte Δt von wenigen tausendstel Graden. In den ungünstigsten Fällen ergeben sich in den verschiedenen Temperaturbereichen folgende Werte:

T	ΔT_1	ΔT_2	ΔT_3	Δt_1	Δt_2	Δt_3	$\Delta t = \Sigma \Delta t x$
14	+ 19	− 4	0,0	+ 0,0013	+ 0,0000	+ 0,0000	+ 0,0013
30	+ 20	+ 5	+ 2,1	+ 0,0038	+ 0,0001	+ 0,0005	+ 0,0044
43	+ 23	+ 2	+ 0,6	+ 0,0069	+ 0,0000	+ 0,0002	+ 0,0071
67	+ 15	+ 12	− 1,2	+ 0,0073	+ 0,0007	− 0,0008	+ 0,0072
90	+ 6	+ 15	+ 0,5	+ 0,0039	+ 0,0016	+ 0,0006	+ 0,0061

Bei der endgültigen Ausrechnung wurden diese Korrektionen wegen ihres geringen Einflusses unberücksichtigt gelassen.

b) Durch Anschluß an bekannte Fixpunkte bei tiefer Temperatur.

Um nun die Temperaturmessung mit dem verhältnismäßig kleinen Gefäß von 50 cm³ Inhalt möglichst mit derselben absoluten Genauigkeit durchführen zu können, wie sie bei früheren Untersuchungen der Reichsanstalt über die Fixpunkte im Gebiet tiefer Temperaturen unter Verwendung von Gasthermometern mit Gefäßen bis zu 300 cm³ Inhalt erzielt wurde, mußten die jetzigen Messungen an die früher bestimmten Fixpunkte angeschlossen werden. Die dadurch bedingte Rechnung läßt sich im Anschluß an die Formeln (5) und (6) leicht durchführen, wenn an Stelle von t die Temperaturdifferenz $\tau = t - t_f$ gegen die Temperatur t_f eines dieser Fixpunkte eingesetzt wird. Man erhält dann, indem man noch zur Abkürzung

$$\beta' = \frac{\beta}{1 + \beta t_f} \qquad (9)$$

und

$$A_2 = 1 + A_0 + A_1 \cdot t_f \qquad (10)$$

setzt,

$$P_f''(1 + \beta' \tau) = P''\left(1 + \frac{A_1}{A_2}\tau\right). \qquad (11)$$

Hieraus folgt:

$$\tau = \frac{P'' - P_f''}{\beta' P_f'' - \frac{A_1}{A_2} P''} \qquad (12)$$

und

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{P_f''}{P''}\left[\frac{1}{\tau} + \beta'\right] - \frac{1}{\tau}. \qquad (13)$$

1) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **2**, 1012, 1928.

Der in Gleichung (12) auftretende und der unmittelbaren Beobachtung nicht zugängliche Faktor A_1/A_2 ist mit Hilfe von Gleichung (13) berechenbar, wenn die Temperaturdifferenz τ zweier Fixpunkte, sowie die zu diesen beiden gehörigen gasthermometrischen Drucke P'' und P_f'' bekannt sind. Als der eine dieser Fixpunkte t_f wurde bei allen Berechnungen der normale Wasserstoffsiedepunkt gewählt. Die zweite Temperatur $t = \tau + t_f$ wurde durch Sauerstoff- und Stickstofftensionsthermometer ermittelt, deren Temperaturangaben nach den oben genannten früheren Messungen aus den abgelesenen Dampfdrucken berechnet wurden.

Hierfür gelten in bezug auf die thermodynamische Temperaturskala in dem hier vorliegenden Temperaturbereich die folgenden Formeln (p in mm Hg):

Sauerstoff[1]): $$\log p = -379{,}91\,T - 0{,}0096219\,T + 1{,}75 \cdot \log T + 4{,}53939\,. \quad (14)$$

Stickstoff[2]): $$t = -195{,}814 + 0{,}0112\,(p - 760) - 5{,}5 \cdot 10^{-6}\,(p - 760)^2\,. \quad (15)$$

Wasserstoff[3]): $$t = -252{,}780 + 0{,}00449\,(p - 760) - 0{,}08 \cdot 10^{-6}\,(p - 760)^2\,. \quad (16)$$

Um von der thermodynamischen Skala auf die Skala des Heliumgasthermometers mit dem Eispunktsdruck von 928 mm Hg überzugehen, sind die nach diesen Formeln berechneten Temperaturen zu erniedrigen in der Nähe von

$t = -183°$ um $\Delta t_G = t_{\text{therm}} - t_G = 0{,}018°$,
$t = -195°$ um $\Delta t_G = 0{,}020°$,
$t = -253°$ um $\Delta t_G = 0{,}036°$.

Bei der folgenden Berechnung diente der normale Siedepunkt des Wasserstoffes als Hauptfixpunkt, gegen dessen Temperaturwert ($t_f = -252{,}816°$ für das Heliumgasthermometer) die Temperaturdifferenzen τ zu bilden sind. Hiernach erhält man nach Formel (9)

$$\beta' = \frac{3{,}6606 \cdot 10^{-3}}{1 - 3{,}6606 \cdot 10^{-3} \cdot 252{,}816} = 0{,}049\,109\,.$$

In der folgenden Tabelle bedeutet Δt die aus den Angaben des Tensionsthermometers mit Hilfe der Formel (16) berechnete Temperaturdifferenz gegen den normalen Siedepunkt. Um den Betrag $\Delta P''$ ist die abgelesene Einstellung P'' des Gasthermometers zu erhöhen, um die Einstellung des Gasthermometers am normalen Siedepunkt zu gewinnen. Hierbei ist

$$\Delta P'' = \frac{P_0}{T_0} \cdot \Delta t = 3{,}4 \cdot \Delta t$$

gesetzt. Als Mittelwert ergibt sich für die in den Formeln (12) und (13) auftretende Größe $P_f'' = 69{,}35$ mm Hg.

Beobachtungen in der Nähe des normalen Wasserstoffsiedepunktes.

Datum 1934	Sättigungsdruck des Tensionsthermometers p mm Hg	Gasthermometer P'' mm Hg	Δt	$\Delta P''$ mm Hg	P_f'' mm Hg
26. 6.	759,83	69,36	−0,001	+0,003	69,363
	759,73	69,31	−0,001	+0,003	69,313
5. 7.	761,22	69,37	+0,005	−0,017	69,353
	761,22	69,37	+0,005	−0,017	69,353
	761,08	69,37	+0,005	−0,017	69,353
	760,92	69,37	+0,004	−0,014	69,356
				Gesamtmittel	69,350

Zur Ermittlung des konstanten Quotienten A_1/A_2 nach Formel (13) wurden außerdem die Beobachtungen im Temperaturgebiet des flüssigen Sauerstoffs und Stickstoffs herangezogen.

In den folgenden Tabellen bedeutet t_{therm} die aus den Sättigungsdrucken p nach den Formeln (14) und (15) berechneten Temperaturen in der thermodynamischen Skala. τ ist nach der Definition die Temperaturdifferenz gegen die normale Siedetemperatur des Wasserstoffs in der Skala des Gasthermometers, so daß

$$\tau = t_{\text{therm}} - \Delta t_G - t_f = t_{\text{therm}} - \Delta t_G + 252{,}816 \quad (17)$$

ist. Für Sauerstoff ist $\Delta t_G = 0{,}018°$, für Stickstoff $\Delta t_G = 0{,}020°$. Die letzte Spalte

1) Henning und Heuse, Zeitschr. f. Phys. **23**, 113, 1924. Das erste Glied der dort angegebenen Formel ist hier so abgeändert, daß sich der normale Siedepunkt zu $-182{,}97°$ errechnet, wenn die absolute Temperatur des Eispunktes mit 273,16° angesetzt wird.

2) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **14**, 185, 1932. Ihre Beobachtungen erstrecken sich über Drucke von 758 bis 806 mm Hg. Mit einer Genauigkeit von mindestens 0,002° stimmt diese Formel aber in dem Druckbereich von 710 bis 840 mm Hg überein mit den von Cath, Comm. Leiden Nr. 152d, 1918, und Henning und Heuse, Zeitschr. f. Phys. **23**, 105, 1924, für einen noch größeren Druckbereich ermittelten logarithmischen Formeln, wenn man in diesen den Koeffizienten der Glieder mit $1/T$ so abändert, daß für den Druck $p = 760$ mm Hg die Temperatur $t = -195{,}814°$ ($T = 77{,}346°$) errechnet wird.

3) Heuse und Otto, Ann. Phys. (5) **9**, 486, 1931.

Beobachtungen im Gebiet des flüssigen Sauerstoffs.

Datum 1934	Tensionsthermometer p mm Hg	t_{therm}	τ	P''	$\frac{A_1}{A_2} \cdot 10^6$	$\Delta\tau$
7. November	739,80	−183,226	69,572	304,60	79,9	0,000
	739,90	−183,224	69,574	304,61	79,7	−0,001
	628,02	−184,750	68,048	299,48	79,6	−0,002
	629,13	−184,734	68,064	299,49	81,7	+0,011
	626,31	−184,774	68,024	299,40	79,5	−0,002
	496,13	−186,845	65,953	292,40	81,2	+0,007
	495,72	−186,852	65,946	292,37	81,6	+0,010
				Gesamtmittel.....	80,5	

Beobachtungen im Gebiet des flüssigen Stickstoffs.

Datum 1934	Tensionsthermometer p mm Hg	t_{therm}	τ	P''	$\frac{A_1}{A_2} \cdot 10^6$	$\Delta\tau$
10. August.....	799,49	−195,381	57,415	263,73	76,5	−0,015
	799,62	−195,379	57,417	263,74	76,3	−0,016
	732,75	−196,123	56,673	261,27	73,7	−0,027
	731,14	−196,142	56,654	261,17	76,2	−0,016
	731,57	−196,136	56,660	261,17	77,6	−0,010
19. Oktober.....	839,86	−194,955	57,841	265,08	82,1	+0,010
	839,83	−194,955	57,841	265,07	82,8	+0,013
	710,64	−196,380	56,416	260,28	82,2	+0,010
	711,22	−196,373	56,423	260,25	85,8	+0,025
				Gesamtmittel.....79,2		

$\Delta\tau = \tau \cdot T \cdot \Delta(A_1/A_2)$ gibt an, wie sich die Temperaturdifferenz $\tau = t - t_f$ ändert, wenn sie mit Hilfe des konstanten Wertes $A_1/A_2 = 79{,}9 \cdot 10^{-6}$ berechnet wurde. Dieser Wert von A_1/A_2 wird für zuverlässiger angesehen als derjenige, der nach Gleichung (10) aus den oben gegebenen Werten von A_0 und A_1 berechnet werden kann.

Die Unterschiede $\Delta\tau$ liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler.

Gleichung (12) geht nach Einsetzen der Zahlenwerte für P_f'' und A_1/A_2 über in die Beziehung

$$\tau = \frac{P'' - 69{,}35}{3{,}4057 - 79{,}9 \cdot 10^{-6} \cdot P''} \cdot \qquad (18)$$

4. Das Widerstandsthermometer.

Das dreiteilige Widerstandsthermometer bestand aus einem von Heraeus (Hanau) bezogenen Platindraht von 0,04 mm Durchmesser, der auf ein gebranntes Specksteinkreuz von 90 mm Länge und 4 mm Durchmesser aufgewickelt war. Für die drei Teile wurden am Eispunkt folgende Widerstandswerte ermittelt:

		I	II	III
Vor Beginn der Meßreihen	11. November 1933	37,0427	36,2661	39,8903 Ω
Nach Beendigung der Meßreihen.....	3. Dezember 1934	37,0428	36,2656	39,8904 Ω
Die Widerstandsverhältnisse R_t/R_0 betrugen bei .....100°		1,39067	1,39086	1,39061
bei .....−252,78°		0,009303	0,009154	0,009025

Die Messung des elektrischen Widerstandes geschah in der üblichen Weise mit Hilfe eines Diesselhorstschen Kompensationsapparates durch Vergleich mit einem Normalwiderstand von 10 Ohm. Die Beobachtungsergebnisse sind in der Zahlentafel 1 zusammengestellt.

Spalte 2 enthält die nach den Gleichungen (17) und (18) ermittelten gasthermometrischen Temperaturen, die in Spalte 3 auf die thermodynamische Skala umgerechnet sind. In Spalte 4 ist das mit r_2 berechnete Widerstandsverhältnis R_t/R_0 für den mittleren Teil des Thermometerdrahtes wiedergegeben. Die entsprechenden Differenzen $r_1 - r_2$ und $r_3 - r_2$ des oberen und unteren Thermometerteiles gegen den mittleren enthalten die Spalten 5 und 6. Die Größe dieser

Zahlentafel I.

Datum 1934	T_g	T_{therm}	r_2	$(r_1-r_2)\cdot 10^5$	$(r_3-r_2)\cdot 10^5$	T_{Pt}	$\Delta T\cdot 10^2 = (T_{therm}-T_{Pt})\cdot 10^2$
5. Jan. ...	21,344	21,38	0,009986	17,4	48,7	21,37	+ 1
	21,365	21,40	0,010008	16,7	48,8	21,39	+ 1
	21,388	21,42	0,010028	16,9	49,1	21,41	+ 1
9. Jan. ...	78,359	78,38	0,19625	28	48	78,34	+ 4
	22,071	22,11	0,010683	17,4	49,8	22,11	0
	22,118	22,15	0,010725	17,7	49,5	22,15	0
16. Jan. ...	22,041	22,08	0,010654	17,6	49,9	22,08	0
	22,106	22,14	0,010719	17,6	49,4	22,14	0
	29,182	29,21	0,020528	26,1	54,1	29,21	0
	29,285	29,32	0,020712	26,5	54,2	29,31	+ 1
	29,377	29,41	0,020874	26,6	54,2	29,40	+ 1
	37,938	37,97	0,040680	29,9	57,3	37,96	+ 1
	37,935	37,96	0,040655	30,1	56,0	37,95	+ 1
	46,069	46,10	0,066031	27,9	56,0	46,06	+ 4
	46,069	46,10	0,066020	28,4	56,5	46,06	+ 4
	55,029	55,06	0,099063	28,3	54,9	55,02	+ 4
	55,026	55,05	0,099063	28,0	54,6	55,02	+ 3
	61,504	61,53	0,12504	25	55	61,50	+ 3
	61,495	61,52	0,12497	28	52	61,48	+ 4
	67,116	67,14	0,14833	26	52	67,13	+ 1
	67,116	67,14	0,14832	26	51	67,12	+ 2
24. Jan. ...	27,465	27,50	0,017611	19,7	52,7	27,49	+ 1
	27,454	27,49	0,017612	18,3	54,2	27,49	0
	27,147	27,18	0,017093	20,1	52,8	27,16	+ 2
	27,147	27,18	0,017096	18,9	53,4	27,17	+ 1
	42,999	43,03	0,055762	37,3	55,0	42,98	+ 5
	43,019	43,05	0,055835	35,9	55,9	43,00	+ 5
	50,636	50,66	0,082312	35,7	53,8	50,61	+ 5
	50,633	50,66	0,082292	35,3	52,0	50,61	+ 5
31. Jan. ...	22,076	22,11	0,010672	16,5	49,9	22,10	+ 1
	22,009	22,04	0,010606	17,8	49,5	22,03	+ 1
	22,035	22,07	0,010638	17,9	49,6	22,06	+ 1
	23,601	23,64	0,012291	18,3	50,5	23,61	+ 3
	23,606	23,64	0,012315	18,3	51,5	23,63	+ 1
	22,665	22,70	0,011286	17,6	49,5	22,69	+ 1
	22,686	22,72	0,011300	17,7	50,1	22,71	+ 1
	24,716	24,75	0,013632	19,9	51,1	24,72	+ 3
	24,725	24,76	0,013661	20,1	48,8	24,74	+ 2
	25,746	25,78	0,015057	17,8	53,1	25,78	0
	25,699	25,73	0,014978	19,8	52,5	25,73	0
14. Febr. ..	22,047	22,08	0,010645	17,2	50,6	22,07	+ 1
	22,076	22,11	0,010684	17,2	49,6	22,11	0
	23,512	23,55	0,012208	19,7	50,9	23,54	+ 1
	23,518	23,55	0,012209	18,2	50,5	23,54	+ 1
	24,651	24,69	0,013585	17,7	50,7	24,68	+ 1
	24,651	24,68	0,013580	18,3	52,0	24,68	0
	24,666	24,70	0,013596	18,4	51,5	24,69	+ 1
	25,910	25,94	0,015310	18,2	51,3	25,97	− 3
	25,905	25,94	0,015296	17,2	52,7	25,96	− 2
	25,899	25,93	0,015253	19,5	53,5	25,93	0
	27,192	27,22	0,017193	19,1	54,2	27,23	− 1
	27,192	27,22	0,017179	19,2	53,1	27,22	0
6. März ...	78,047	78,07	0,19496	31	46	78,04	+ 3
	78,041	78,06	0,19494	31	47	78,04	+ 2
23. März ...	21,924	21,96	0,010551	17,3	49,2	21,98	− 2
	21,953	21,99	0,010576	17,3	49,5	22,00	− 1
	30,575	30,61	0,023183	19,4	55,9	30,61	0
	30,596	30,63	0,023203	19,9	56,4	30,62	+ 1
8. Mai	34,235	34,26	0,031193	21,7	53,0	34,29	− 3
	34,294	34,32	0,031311	21,4	57,4	34,33	− 1
	34,321	34,35	0,031377	20,9	56,8	34,36	− 1
9. Mai	78,359	78,38	0,19639	31	45	78,37	+ 1
	78,335	78,36	0,19626	32	46	78,34	+ 2
5. Juni....	38,228	38,26	0,041506	28,8	56,8	38,25	+ 1
	38,242	38,27	0,041537	29,8	56,1	38,26	+ 1
	41,307	41,34	0,050542	27,5	54,1	41,32	+ 2
	41,296	41,32	0,050503	31,1	55,6	41,31	+ 1
	43,787	43,82	0,058451	29,7	55,3	43,81	+ 1

Zahlentafel I (Fortsetzung).

Datum 1934	T_g	T_{therm}	r_2	$(r_1 - r_2) \cdot 10^5$	$(r_3 - r_2) \cdot 10^5$	T_{Pt}	$\Delta T \cdot 10^2 = (T_{therm} - T_{Pt}) \cdot 10^2$
5. Juni	43,769	43,80	0,058367	30,9	55,4	43,78	+ 2
	45,289	45,32	0,063445	31,6	55,0	45,30	+ 2
	45,301	45,33	0,063472	31,5	54,7	45,31	+ 2
	48,222	48,25	0,073039	34,3	54,0	48,23	+ 2
	48,219	48,25	0,073055	31,3	54,0	48,24	+ 1
	40,983	41,01	0,049545	29,7	55,7	40,00	+ 1
	40,991	41,02	0,049569	29,2	56,0	40,00	+ 2
26. Juni....	20,347	20,38	0,009133	15,6	48,1	20,37	+ 1
	20,332	20,37	0,009129	15,6	48,2	20,37	0
	17,730	17,77	0,007332	13,8	46,1	17,76	+ 1
	17,701	17,74	0,007317	13,8	46,1	17,74	0
	13,945	13,99	0,005697	11,1	43,1	13,98	+ 1
	13,945	13,99	0,005696	11,1	43,1	13,98	+ 1
5. Juli	20,350	20,39	0,009136	15,7	48,5	20,38	+ 1
	20,350	20,39	0,009137	15,7	48,1	20,38	+ 1
	20,350	20,39	0,009137	15,3	48,2	20,38	+ 1
	20,350	20,39	0,009136	15,6	48,4	20,38	+ 1
	19,227	19,26	0,008286	14,9	47,3	19,26	0
	19,209	19,25	0,008282	14,9	47,1	19,25	0
	17,213	17,25	0,007051	13,1	45,7	17,26	— 1
	17,207	17,25	0,007052	13,2	45,7	17,26	— 1
	16,010	16,05	0,006469	12,7	44,7	16,07	— 2
	15,987	16,03	0,006451	12,9	44,6	16,03	0
	13,948	13,99	0,005693	11,2	43,1	13,97	+ 2
	13,821	13,86	0,005648	11,1	42,3	13,81	+ 5
	13,909	13,95	0,005684	—	—	13,94	+ 1
	13,912	13,96	0,005688	—	—	13,95	+ 1
10. August .	77,775	77,80	0,19389	33	50	77,79	+ 1
	77,778	77,80	0,19390	32	49	77,79	+ 1
	77,045	77,07	0,19079	34	46	77,07	0
	77,015	77,04	0,19065	33	48	77,04	0
	77,015	77,04	0,19064	32	49	77,04	0
	68,609	68,63	0,15473	35	48	68,63	0
	68,609	68,63	0,15478	31	52	68,64	— 1
19. Oktober	78,175	78,20	0,19572	31	50	78,22	— 2
	78,172	78,19	0,19572	31	50	78,22	— 3
	76,750	76,77	0,18963	31	47	76,80	— 3
	76,742	76,76	0,18963	29	49	76,80	— 4
	75,341	75,36	0,18359	30	48	75,40	— 4
	75,355	75,38	0,18364	31	49	75,41	— 3
	72,318	72,34	0,17064	34	51	72,37	— 3
	72,321	72,34	0,17063	31	49	72,37	— 3
	69,926	69,95	0,16044	31	52	69,97	— 2
	69,941	69,96	0,16057	30	53	70,00	— 4
	69,905	69,93	0,16034	32	49	69,95	— 2
20. Oktober	69,469	69,49	0,15859	31	51	69,54	— 5
	69,472	69,50	0,15858	32	52	69,53	— 3
	65,872	65,90	0,14336	30	52	65,92	— 2
	65,893	65,92	0,14347	31	52	65,95	— 3
	65,896	65,92	0,14345	32	53	65,95	— 3
7. Nov.	89,916	89,94	0,24639	30	47	89,94	0
	89,919	89,94	0,24638	31	47	89,94	0
	88,394	88,41	0,23977	33	45	88,41	0
	88,397	88,42	0,23985	30	49	88,43	— 1
	88,370	88,39	0,23967	32	45	88,39	0
	86,290	86,31	0,23066	32	46	86,31	0
	86,281	86,30	0,23066	28	42	86,31	— 1
	83,950	83,97	0,22066	31	49	84,00	— 3
	83,941	83,96	0,22059	30	45	83,98	— 2
	80,618	80,64	0,20626	29	48	80,66	— 2
	80,632	80,65	0,20631	31	47	80,67	— 2
22. Nov.	77,710	77,73	0,19381	32	48	77,77	— 4
	77,710	77,73	0,19382	33	49	77,78	— 5
	70,889	70,91	0,16459	32	51	70,95	— 4
	70,880	70,90	0,16454	30	50	70,94	— 4
	66,675	66,70	0,14676	30	52	66,73	— 3
	66,666	66,69	0,14669	31	52	66,72	— 3

Differenzen ist im wesentlichen bedingt durch Inhomogenität des Widerstandsdrahtes. Dies wurde einwandfrei durch Beobachtung in gleichmäßig temperierten Flüssigkeitsbädern (Wasserstoff- und Sauerstoffsiedepunkt) festgestellt. Trägt man die Differenzen $r_1 - r_2$ und $r_3 - r_2$ in Abhängigkeit von der Temperatur des Gasthermometers auf, so ergeben sich stetig verlaufende Kurven, woraus zu schließen ist, daß die Temperatur innerhalb des Gasthermometergefäßes als genügend ausgeglichen anzusehen ist. Die wenigen Versuche, bei denen die Differenzwerte außerhalb des Kurvenzuges lagen, wurden für die Berechnung ausgeschieden.

Die Messungen wurden in der Nähe von 65° abs. bei ganz verschiedenen thermischen Bedingungen durchgeführt, indem diese Temperatur entweder durch Erhitzen des Kupferblocks in einem äußeren Bad flüssigen Wasserstoffs oder ohne elektrische Heizung durch Abpumpen eines äußeren Sauerstoffbades erzielt wurde. In beiden Fällen war die Übereinstimmung der Ergebnisse durchaus befriedigend.

Im Anschluß an eine frühere Veröffentlichung[1]) wurde das Widerstandsverhältnis r_t in seiner Abhängigkeit von der absoluten Temperatur T durch die empirische Beziehung

$$r_t \cdot 10^5 = R_t/R_0 \cdot 10^5 = a + (bT + cT^2) \cdot D(100/T) + (d + eT - cT^2) \cdot D(230/T)$$

dargestellt, indem

$$\begin{aligned} a &= \quad 470{,}8 \\ b &= \quad 21{,}769 \\ c &= \quad 0{,}414 \\ d &= -3365{,}3 \\ e &= \quad 364{,}149 \end{aligned}$$

gesetzt wurde und $D(100/T)$ bzw. $D(230/T)$ die bekannten Debye-Funktionen[2]) bedeuten.

In Spalte 8 der Zahlentafel I sind die Unterschiede der gasthermometrisch beobachteten Temperaturen gegen die nach der soeben angeführten Formel berechneten Temperaturen angegeben. Die Unterschiede übersteigen nirgends $\pm 0{,}05°$.

Zahlentafel II enthält die nach der Formel berechneten Widerstandsverhältnisse für runde Temperaturen.

Zahlentafel II.

r-Werte für Thermometer PTR 205.

T	$r \cdot 10^5$	$\Delta r \cdot 10^5$	T	$r \cdot 10^5$	$\Delta r \cdot 10^5$
			51	8374.4	
			52	8749.1	374.7
13	542.9		53	9128.5	379.4
14	570.1	27.2	54	9512.3	383.8
15	603.5	33.4	55	9900.2	387.9
		40.1			391.8
16	643.6		56	10292	
17	690.9	47.3	57	10687	395
18	746.3	55.4	58	11086	399
19	810.0	63.7	59	11487	401
20	882.6	72.6	60	11892	405
		82.3			407
21	964.9		61	12299	
22	1057.2	92.3	62	12708	409
23	1160.2	102.8	63	13121	413
24	1273.7	113.7	64	13535	414
25	1398.5	124.8	65	13951	416
		136.4			417
26	1534.9		66	14368	
27	1683.0	148.1	67	14788	420
28	1843.3	160.3	68	15209	421
29	2014.8	171.5	69	15631	422
30	2198.6	183.8	70	16055	424
		195.7			425
31	2394.3		71	16480	
32	2601.7	207.4	72	16906	426
33	2820.6	218.9	73	17333	427
34	3051.0	230.4	74	17760	427
35	3292.3	241.3	75	18189	429
		252.3			429
36	3544.6		76	18618	
37	3807.2	262.6	77	19048	430
38	4080.0	272.8	78	19478	430
39	4362.6	282.6	79	19909	431
40	4654.5	291.9	80	20340	431
		300.9			431
41	4955.4		81	20771	
42	5265.0	309.6	82	21203	432
43	5582.0	317.8	83	21635	432
44	5908.4	325.6	84	22068	433
45	6241.3	332.9	85	22500	433
		340.0			433
46	6581.3		86	22933	
47	6928.0	346.7	87	23366	433
48	7280.9	352.9	88	23798	432
49	7640.0	359.1	89	24231	433
50	8004.5	364.5	90	24664	433
		369.9			

5. Zusammenfassung.

Es wurde ein Platinwiderstandsthermometer im Bereich von etwa 14 bis etwa 90° abs. mit einem Heliumgasthermometer verglichen. Die Abhängigkeit des Platinwiderstandes von der Temperatur ließ sich durch einen Ausdruck mit 5 Konstanten in befriedigender Weise darstellen.

(Eingegangen 11. Juli 1936.)

[1]) Henning und Otto, Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Ind. **39**, 86, 1932.

[2]) Beattie, Journ. of Math. and Phys. Mass. Institut of Techn. **6**, 1, 1926.

Untersuchungen über die Zündspannungen vorionisierter Glimmentladungen[1].

Von Carl Deimel.

I. Einleitung.

Bei einer jeden Gasentladung gibt es eine Folge von Zuständen, die in ihrer äußeren Erscheinung und inneren Struktur charakteristische Unterschiede gegeneinander aufweisen, bei denen sich jedoch immer ein Zustand aus dem unmittelbar vorhergehenden entwickelt. Die spontane Entwicklung läßt sich durch geeignete Maßnahmen in bestimmten Zuständen stabilisieren. Eine dieser stabilen Entwicklungsformen ist die Glimmentladung. Steigert man die an einer Entladungsstrecke liegende Spannung, so gibt es kritische Werte, bei denen die Entladung aus einem stabilen Zustand in den jeweils folgenden übergeht. Als „Zündung" bezeichnen wir alle Vorgänge, die einem stationären Zustand, in unserm Falle der Glimmentladung, vorausgehen; und den kleinsten Spannungswert, bei dem sich dieser Zustand aus dem vorhergehenden entwickelt, nennen wir „Zündspannung" dieser Entladungsform.

Hält man in einer gegebenen Entladungsstrecke gewisse „innere" Bedingungen, wie Gasfüllung und -dichte unverändert, so hat auch die Zündspannung der Glimmentladung einen festen charakteristischen Wert. Eine Änderung der Höhe der Zündspannung kann dann nur durch Anwendung „äußerer" Mittel erreicht werden. Eine dieser Möglichkeiten der Zündspannungsbeeinflussung ist die „Vorionisation" der Entladungsstrecke. Darunter verstehen wir die Wirkung von Ladungsträgern, die von außen her in das Zündfeld eingebracht oder durch Strahlung in diesem erzeugt worden sind. Die Zahl der fremden Ladungsträger soll dabei groß sein gegen die im Gasraum durch natürliche Ionisation stets vorhandenen.

An vorionisierenden Faktoren haben bisher nur glüh- und photoelektrische Elektronenbefreiung Bedeutung erlangt. Doch sind einerseits die photoelektrisch ausgelösten Trägermengen zu gering, als daß sie einen großen Einfluß auf die Struktur des Zündfeldes auszuüben vermögen[2] und andererseits ist bei Elektronenbefreiung durch eine Glühkathode mit Erreichen einer bestimmten Temperatur die Zahl der Fremdelektronen so groß, daß ein sprunghaftes Absinken der Zündspannung erfolgt[3]. Neben diesen Möglichkeiten der Vorionisation sind in der Literatur vereinzelt Beobachtungen über die Beeinflussung der Zündspannung einer Glimmentladung durch eine zweite Gasentladung bekannt geworden[1]. Über Art und Umfang des Einflusses fehlte bisher genaue Kenntnis. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, eine erste systematische Untersuchung zu liefern über diese Beeinflussung der Zündspannung (und weiterer Entladungseigenschaften) einer Glimmentladung durch eine zweite Entladung, die mit der ersten eine Netzelektrode gemeinsam hat.

II. Versuchsanordnung.

Die Zündspannung einer Glimmentladung ist in ihrer Größe und Konstanz von sehr vielen bisweilen unkontrollierbaren Faktoren abhängig. Für eine Untersuchung, die sich mit willkürlichen Änderungen der Zündspannung befaßt, ist es deshalb eine Hauptforderung, alle Ursachen von vornherein zu beseitigen, die solche unkontrollierbaren Veränderungen hervorrufen können. Es ist eine Erfahrung gerade der letzten Jahre, daß äußerst geringe Mengen von Fremdgasen einen überraschend großen Einfluß auf Höhe und Reproduzierbarkeit der Zündspannung (besonders bei Edelgasen) haben können[2]. Es war also zunächst dafür Sorge zu tragen, daß die zu den Messungen benutzten Edelgase in größtmöglicher Reinheit vorlagen. Ferner war auf den Aufbau der Vakuumapparatur und besonders der Versuchsgefäße große Sorgfalt zu verwenden, um die letzten Spuren von Fremdgasen beseitigen zu können.

Zu den Versuchen wurde nach einigen andern Konstruktionen die in Fig. 1 schematisch im Durchschnitt gezeichnete Entladungsröhre verwendet. In einem zylindrischen Glasrohr befinden sich drei Elektroden. Die scheibenförmigen Elektroden E_1 und E_2 aus vakuumgeschmolzenem Nickel wurden auf der Drehbank sehr sauber plangedreht und auf Hochglanz poliert. (Elektrode E_1: Durchmesser 40 mm; Dicke 2 mm; Elektrode E_2: Durchmesser 28 mm; Dicke 2 mm.) Sie sind auf Stäbe S aus dem gleichen Material aufgeschraubt, die mit ihren anderen Enden in Eisenzylinder Z eingeschraubt sind, welche als Gegengewichte für die Elektroden dienen und in den Ansatzrohren durch einen Magneten von

1) Dissertation der Philosophischen Fakultät der Universität Köln.

2) N. R. Campbell, Phil. Mag. **3**, 945, 1049, 1927; J. Taylor, Diss. Utrecht 1927, S. 20.

3) N. R. Campbell und I. Ryde, Phil. Mag. **40**, 585, 1920; Alterthum, Reger und Seeliger, Zeitschr. f. techn. Phys. **9**, 161, 1928.

1) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Annalen **62**, 471, 1897; G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **12**, 637, 1903; R. Reiger, Verh. d. deutsch. Phys. Ges. **13**, 283, 1911; W. Kossel, Jahrb. d. Radioakt. **18**, 326, 1921; E. Badareu, Bul. Faç. d. Ştiinte din Cernăuţi **6**, 25, 1932.

2) B. Frey, Ann. d. Phys. **85**, 381, 1928 (mit Literatur über ältere Beobachtungen); F. M. Penning, Zeitschr. f. Phys. **46**, 335, 1928, Physica **12**, 65, 1932.

außen her mit den Elektroden verschoben werden können. Um genaue Führung der Haltestäbe S zu erhalten, sind diese in den zu Spitzen mit genau passendem Loch ausgezogenen Ansatzrohren noch einmal gelagert. Die Rückflächen der Elektroden sind, um ein Ansetzen der

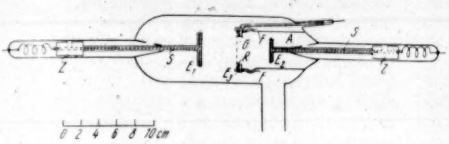

Fig. 1. Entladungsröhre.

Entladung zu verhindern, mit dünnen Glimmerscheiben abgedeckt; ebenso sind die Stangen S durch Glasröhrchen abgeschirmt, die gleichzeitig die Glimmerscheiben an die Elektrodenrückflächen drücken.

Die dritte Elektrode E_3 besteht aus einem Nickelnetz mit 374 Maschen auf den Quadratzentimeter bei 0,18 mm Drahtdicke. Das kreisförmige Netz hat einen Durchmesser von 50 mm und ist mit Nickeldraht straff auf einen dünnen Eisenring R gespannt. (Außendurchmesser 50 mm; Innendurchmesser 35 mm.) Ein Glimmerring G von gleicher Größe und 3 mm Dicke dient zur Wärmeisolation zwischen Metall und Glas beim Ausheizen der Netzelektrode. Endlich sind mittels Schrauben noch drei um 120° gegeneinander versetzte Stahlfedern F an der Elektrodenanordnung befestigt, die beim Aufschieben des Ganzen auf das plangeschliffene Ende des Einsatzrohres A über einen aufgeblasenen Wulst greifen und so die Mittelelektrode fest in ihrer Lage halten. Die Stromzuführung zu dieser Elektrode übernimmt ein zur Abschirmung mit Glas verkleideter Platindraht. Durch diese Anordnung entstehen innerhalb der Entladungsröhre zwei durch die Netzelektrode getrennte Entladungsräume, von denen der zwischen den Elektroden E_1 und E_3 gelegene zur Messung von Zündspannung, Kathodenfall usw. diente (Hauptentladungsraum), während die vorionisierende Nebenentladung zwischen den Elektroden E_2 und E_3 brannte. Da durch die langen Ansatzrohre der Isolationswiderstand zwischen den Elektroden genügend groß war (Isolationsstrom bei 500 V kleiner als $1{,}5 \cdot 10^{-9}$ Amp), konnte auf Anbringen von Erdungsringen verzichtet werden. Die Abstände der beweglichen Elektroden von der festen Netzelektrode konnte an Millimeter-Maßstäben abgelesen werden, die außen an den Ansatzrohren angebracht werden konnten. Als Bezugsmarken galten die äußeren planen Flächen der Halteklötze Z. Die Nullpunkte wurden so eingestellt, daß sie bei Berührung der beweglichen Elektroden mit der festen mit den Endflächen von Z in einer Ebene lagen, wodurch Parallaxefehler vermieden wurden.

Der Hochvakuumteil der Versuchsapparatur (Fig. 2) wurde völlig aus Glas aufgebaut. Alle die Teile, deren extreme Reinheit für die einwandfreie Durchführung der Versuche notwendig erschien, wie die Versuchsröhren und der Teil der Apparatur, der zur Reinigung der Edelgase diente, waren in einem durch elektrische Widerstandsheizung betriebenen Ofen (0,8 cbm) aufgebaut. (Ofen in Fig. 2 umrandet.) Die dreiteilige Pumpanordnung bestand aus einer Quecksilber-Kondensationspumpe nach A. Gehrts, einer einstufigen Diffusionspumpe und einer einstufigen rotierenden Ölpumpe. Zur Fernhaltung unerwünschter Gase und Dämpfe durch Ausfrieren mit flüssiger Luft waren an den in Fig. 2 mit F bezeichneten Stellen der Apparatur Gasfallen eingeschaltet.

Vor jedem Versuch mit neuer Gasfüllung wurde die gesamte Apparatur evakuiert, dann wurden die im Ofen befindlichen Glasteile bis zu 24 Stunden bei laufenden Pumpen auf ungefähr 390° C erhitzt. Auch während des langsamen

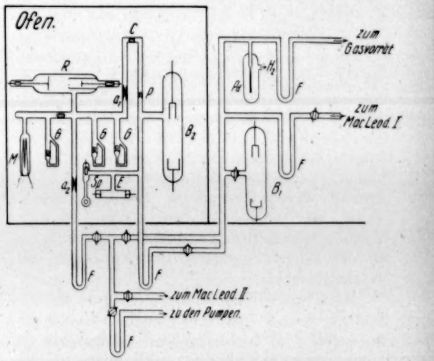

Fig. 2. Schema der Versuchsapparatur.

Abkühlens blieben die Pumpen in Betrieb. Weiterhin wurden die Elektroden und übrigen Metallteile viele Male hintereinander mit hochfrequentem Wirbelstrom auf helle Rotglut gebracht. Zu diesem Zweck konnten Ausheizspulen über die verschiedenen Röhren geschoben werden. Der Hochfrequenzstrom wurde von einem leistungsfähigen mit einer 1,5 kW-Telefunken RS15-Röhre versehenen Sender geliefert. Die Heizfäden der Ionisations- und Widerstandsmanometer wurden

durch kurzzeitige Überbelastung hoch erhitzt und so von Gasen befreit. Zur Druckmessung wurden verwendet: 1. ein Manometer nach MacLeod mit einem Gesamtmeßbereich von $1 \cdot 10^{-5}$ bis 5,0 Tor (1 Tor = 1-mm-Hg-Säule [MacLeod I in Fig. 2]); 2. ein MacLeod-Manometer mit einem Gesamtmeßbereich von 0,1 bis 50 Tor und erhöhter Ablesegenauigkeit im Bereich von 1 bis 50 Tor (MacLeod II in Fig. 2); 3. Widerstandsmanometer (M) und Ionisationsmanometer.

Bei mehreren Versuchsreihen war es vorgesehen, um im Rahmen dieser Arbeit den Einfluß geringer Fremdgaszusätze auf die Zündspannung vorionisierter Glimmentladungen untersuchen zu können, genau abgemessene Mengen anderer Gase dem Hauptgas beizufügen. Dabei sollte jedoch nicht auf die Vorteile einer von der übrigen Apparatur abgeschmolzenen Versuchsanordnung verzichtet werden. Deshalb wurden nach einer von F. M. Penning[1]) angegebenen Methode vor dem Einfüllen des Hauptgases die Beimengungen unter bestimmtem Druck in kleine Gasfläschchen genau bekannten Volumens (G in Fig. 2) abgefüllt und dann deren kapillare Verbindung mit dem Hauptraum abgeschmolzen. Durch Zertrümmern eines Glaspilzes konnten dann im Verlaufe der Versuche die Beimengungen dem Hauptvolumen zugefügt werden.

Die zu den Versuchen benutzten Edelgase wurden in den üblichen Glasballons mit Glasfadenverschluß bezogen und über Hahnschleusen an die Apparatur angeblasen. Die Gase Wasserstoff und Stickstoff wurden aus Stahlbomben in kleine, durch Hahnschleusen verschlossene Gasflaschen abgefüllt, die ebenfalls an die Apparatur angeblasen wurden. Der Stickstoff wurde nur zu orientierenden Messungen verwendet und wurde deshalb keiner besonderen Reinigung unterzogen. Der Wasserstoff konnte durch ein elektrisch beheiztes Palladiumröhrchen (Pd in Fig. 2) in die Hochvakuumseite der Apparatur eingelassen werden.

Nach einigen Vorversuchen wurde, auf Erfahrungen des Institutes fußend, dazu übergegangen, die Reinigung der Edelgase durch Glimmbogenentladungen an Erdalkalikathoden durchzuführen. Zunächst wurden die Gase außerhalb des Ofens in einem großen Entladungsrohr (Fig. 3, B_1 in Fig. 2) gereinigt, dessen wirksame Kathode aus einer Legierung von Magnesium (55 Proz.) und Aluminium (45 Proz.) bestand. Im weiteren Verlauf der Versuche zeigte sich die Notwendigkeit, die Gasreinigung in der Nähe des Versuchsraumes vornehmen zu müssen. Deshalb wurde bei der endgültigen, in Fig. 2 schematisch dargestellten Apparatur das in der Magnesium-Aluminium-Entladung gereinigte Edelgas über Hahn und Ausfrierfalle in einen im Ofen angeordneten Reinigungsraum eingelassen, dessen wesentlicher Bestandteil eine zweite Bogenentladungsröhre (B_2 in Fig. 2) ähnlicher Konstruktion mit einer wirksamen Kathode aus metallischem Barium bildete. Der Fortgang der Reinigung des Edelgases wurde durch Beobachten des Spektrums und durch fortlaufende Messung der Zündspannung kontrolliert. Da in den kathodischen und anodischen Leuchterscheinungen einer Glimmentladung verschiedene Anregungsbedingungen für die Spektrallinien herrschen, wurde, um keine Fremdlinie zu übersehen, das Spektrum einmal an der kapillar verengten Säule, andermal an der Hohlkathode der am Reinigungsraum angeblasenen Spektralröhre (Sp in Fig. 2) beobachtet. Die Zündspannung wurde an einer Entladungsröhre (E in Fig. 2) zwischen dünnen Nickelelektroden festen Abstandes gemessen. Während der Reinigung des Edelgases durch die Entladung an der Barium-Kathode nahm nach anfänglichen Schwankungen die Höhe der Zündspannung regelmäßig zunächst recht steil, dann in schwächerem Maße zu, um nach Reinigungszeiten von größenordnungsmäßig 30 Stunden in einen konstanten Endwert überzugehen. Einige Zeit nach Erreichen dieses hohen Endwertes der Zündspannung wurde die Reinigung abgebrochen. Mit dieser Reinigungsmethode können natürlich nur nichtedle Bestandteile aus den Edelgasen entfernt werden. Das gereinigte Gas wurde über den Glaspilz P (in Fig. 2), der durch einen Eisenstift (C) zerschlagen werden konnte, in die Versuchsgefäße eingelassen, die vorher an der Abschmelzstelle a_2 von der Pumpe abgezogen worden waren. Nach Ausgleich des Gases wurde dann bei a_1 auch die Verbindung von Versuchs- und Gasreinigungsvolumen getrennt. Um die Gefahr der erneuten Gasabgabe des Glases beim Erhitzen der Abschmelzstellen auf ein Minimum zu beschränken, wurden regelmäßig nach dem Ausheizen der gesamten Apparatur die Abschmelzstellen bei laufenden Pumpen mit dem Handgebläse noch einmal auf die höchstmögliche Temperatur erhitzt.

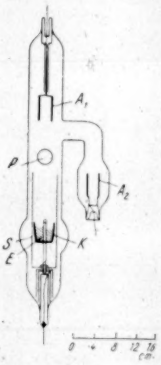

Fig. 3. Entladungsgefäß zur Gasreinigung.

1) F. M. Penning, Zeitschr. f. Phys. **72**, 338, 1931.

Als Stromquellen für die beiden Glimmentladungen dienten zwei Doppelweg-Gleichrichter normaler Schaltung (*Gl* in Fig. 4). Sie lieferten bei maximal 0,2 Amp eine Höchstspannung von 1000 V, die durch primäre Potentiometeranordnung beliebig verringert werden konnte. Die Spannungskonstanz der beiden Gleichrichter war für die vorliegenden Messungen im allgemeinen ausreichend. Wo es auf besonders große Konstanz der Nebenentladung ankam, wurde zu deren Betrieb eine Akkumulatorenbatterie von 600 V und 2 Amperestunden Kapazität benutzt. Zur Begrenzung der Nebenentladung dienten entweder Präzisions-Hochohmwiderstände oder eine im Sättigungsgebiet betriebene Glühkathodenröhre (R_1 in Fig. 4). Als Vorschaltwiderstände für die Hauptentladung wurden Kombinationen von Hochohmwiderständen (W) benutzt, durch die in Stufen Widerstände von $3 \cdot 10^7$ bis $1 \cdot 10^4$ Ohm eingeschaltet werden konnten. Die Zündspannung wurde mit einem Röhrenvoltmeter (RV) gemessen, welches gegen ein Präzisionsinstrument von Siemens & Halske geeicht und fortlaufend kontrolliert wurde. Die Messung der

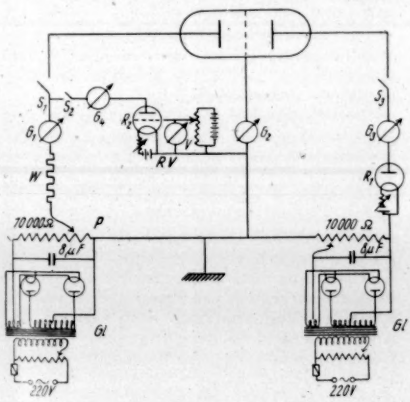

Fig. 4. Meßeinrichtung.

Zündspannung geschah folgendermaßen: Bei geschlossenem Schalter S_1 (Fig. 4) wurde die Spannung an der Hauptentladungsstrecke durch den Potentiometerwiderstand P sehr langsam bis zum Zünden hochreguliert. Der Zündeinsatz wurde entweder am plötzlichen Ausschlag des Galvanometers G_1 (bzw. G_2) oder bei völlig verdunkeltem Zimmer am charakteristischen Aufleuchten der Glimmentladung festgestellt. Der Vorwiderstand W war bei den Zündspannungsuntersuchungen immer so bemessen, daß die normale Glimmentladung stabiler Endzustand des Durchbruchs war. Unmittelbar nach dem Zünden wurde Schalter S_1 geöffnet und Schalter S_2 geschlossen und mit dem Röhrenvoltmeter RV die im Zündmoment an der Entladung liegende Spannung gemessen. Diese Methode der Zündspannungsmessung führt natürlich nur dann zu richtigen Ergebnissen, wenn die Stromstärke der der eigentlichen Zündung voraufgehenden Vorentladung am Vorschaltwiderstand W einen Spannungsabfall hervorruft, der kleiner ist als die Meßgenauigkeit des Röhrenvoltmeters. Setzen wir diese für eine mittlere Meßspannung von 300 V mit 3 V an, so darf also bei einem Vorwiderstand von $1 \cdot 10^5$ Ohm der Zündstrom höchstens $3 \cdot 10^{-5}$ Amp betragen. War bei den Messungen der Zündstrom größer, so konnte aus dem am Galvanometer abgelesenen Wert der Stromstärke im Zündpunkt und der genau bekannten Größe des Vorschaltwiderstandes W die Spannungskorrektur bestimmt werden, die meist nur einige Volt betrug. Die Galvanometer G_1, G_2 und G_4 waren Nadir-Instrumente der Deuta-Werke mit einer Empfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-7}$ Amp pro Skalenteil. G_1 und G_2 waren so geshuntet, daß Stromstärken von $3 \cdot 10^{-7}$ bis $4 \cdot 10^{-2}$ Amp gemessen werden konnten. Für die Einstellung der Nebenentladung wurde ein Türmchen-Instrument der Firma Felten & Guilleaume, Carlswerk, Köln verwendet, welches sowohl mit Lichtzeiger (1 Skt von 1 cm Länge $= 1{,}2 \cdot 10^{-8}$ Amp) als auch direkt (1 Skt $= 6 \cdot 10^{-8}$ Amp) abgelesen werden konnte. Durch Shunts war der Meßbereich bis auf $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ Amp vergrößert.

III. Versuchsergebnisse.

a) Vollständige Charakteristik.

Eingangs wurde betont, daß mit dem Begriff der „Zündung" der gesamte Übergang der Entladung aus dem stromlosen Zustand in die stabile Endform der Glimmentladung verstanden werden soll. Im allgemeinen erfolgt diese Entwicklung nach Erreichen kritischer Spannungswerte spontan unter sprunghaftem Durchlaufen der Zwischenstufen. Bei geeigneten Versuchsbedingungen lassen sich diese Zwischenformen stabilisieren. Dazu genügt meist die Anwendung hoher Vorschaltwiderstände und entsprechend großer Spannungen. Diese so erhaltenen „vollständigen Charakteristiken" sind schon oft Gegenstand der Untersuchung gewesen[1]); in

1) Handbuch der Experimentalphysik **13**, III, 13 und 32.
Siehe auch: A. W. Afanassjewa und N. A. Kapzow Phys. J. (B); J. techn. Phys. (UdSSR.) **3**, 1004, 1933.

keinem Falle bot sich jedoch wie hier bei der Vorionisation durch eine zweite Entladung die Gelegenheit, die Veränderung der vollständigen Charakteristik durch eine über einen sehr großen Bereich sich erstreckende Vorerregung zu studieren. Deshalb wurde bei mehreren Gasfüllungen die vollständige Charakteristik der Entladung bei veränderter Intensität der Vorionisation durch eine zweite hinter der Netzkathode brennenden Gasentladung gemessen.

Ein typisches Bild des Zusammenhanges geben die in Neon (7,8 Tor) aufgenommenen Charakteristiken, die in der Fig. 5 wiedergegeben sind (obere Kurvenschar aufgenommen bei einem pd-Wert von 30 Tor · mm, d. h. einem pd-Wert, der der minimalen Zündspannung entspricht; untere Kurvenschar: $pd = 476$ Tor · mm). Auf der Abszisse sind die Spannungen an der Entladung in linearem, auf der Ordinate die Stromstärken in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Parameter der Charakteristiken ist die als

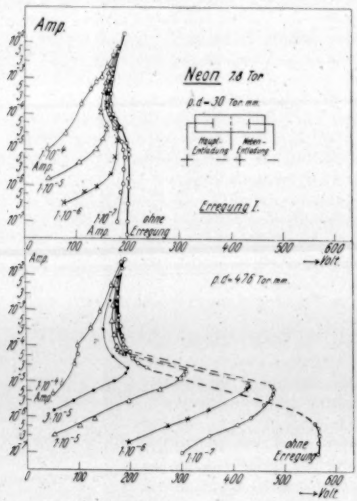

Fig. 5. Abhängigkeit der „vollständigen Charakteristik" einer Glimmentladung in Neon, 7,8 Tor, von der Intensität der Vorionisation (den Kurven beigeschrieben) bei zwei verschiedenen Werten pd.

Stromstärke der Nebenentladung ausgedrückte Intensität der Vorionisation, die den entsprechenden Kurven jeweils beigeschrieben ist. (Der Kürze halber nennen wir die Schaltung der Nebenentladung, bei der die Netzelektrode Kathode der Hauptentladung und zugleich Anode der Nebenentladung ist: „Erregung I"; analog soll dann die Schaltung, bei der die Netzelektrode gemeinsame Kathode beider Entladungen ist, „Erregung II" genannt werden.) Die Charakteristiken der Fig. 5 wurden mit einer Vorionisation durch Erregung I aufgenommen. Für die Erregung II und auch für die anderen untersuchten Gase wurde derselbe prinzipielle Zusammenhang gefunden. Das heißt es wurde mit steigender Intensität der Vorionisation ganz allgemein ein Sinken der Zündspannung festgestellt, während die zum Zündpunkt gehörende Stromstärke zunahm. Während bei der selbständigen Entladung erst in unmittelbarer Nähe der Zündung ein meßbarer Vorstrom festgestellt werden konnte, nahm dieser bei vorerregten Entladungen schon bei kleinen Spannungen relativ große Werte an.

Neben der Zündspannungssenkung war bei größeren Intensitäten der Vorionisation auch eine Abnahme der Brennspannung der normalen Glimmentladung festzustellen. Bei großen Stromstärken der vorerregenden Nebenentladung ging schließlich die Vorentladung optisch und elektrisch ohne erkennbaren Zündeinsatz in die Glimmentladung über. Das aber heißt soviel, daß der Aufbau der Raumladungen, der für die Glimmentladung charakteristisch ist, schon im Vorstromgebiet erfolgt, so daß das „Raumladungskippen", d. h. die Zündung der Gasentladung, ausbleiben muß.

Der Veränderung der Charakteristik ging eine Umbildung der optischen Erscheinungen der Vorentladung parallel. Bei der Entladung ohne Vorionisation war in der Dunkelheit bei günstigen Werten des Elektrodenabstandes erst ganz unmittelbar vor der Zündung ein äußerst schwaches diffuses Leuchten zu erkennen, das im Zündmoment in die bekannte Leuchterscheinung der Glimmentladung übersprang. Bei vorerregten Entladungen zeigten sich dagegen schon bei sehr schwachen Vorionisationen vor Kathode und Anode diffuse Leuchterscheinungen. In den Gasen Argon und Wasserstoff nahmen mit wachsender Erregung lediglich Intensität und Ausdehnung des Leuchtens zu. In Neon (und in etwas schwächerem Maße bei Helium) machte sich im Gebiet kleiner Nebenentladungsstromstärken ($5 \cdot 10^{-5}$—$1 \cdot 10^{-4}$ Amp bei Erregung I, $1 \cdot 10^{-4}$—$5 \cdot 10^{-4}$ Amp bei Erregung II) eine eigentümliche Aufteilung des Leuchtens in einzelne Schichten konstanten gegenseitigen Abstandes bemerkbar. Die Stromstärke der Hauptentladung lag dabei bei beiden Erregungen in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. Bei über die oben angegebenen Werte hinausgehenden Nebenentladungsstromstärken begannen zuerst in Anodennähe die Schichten zu verschwimmen, bis bei weiterer Steigerung der Vorionisation die

Entladungsstrecke von ungeschichtetem Leuchten erfüllt war. (In Helium war bei Vorionisation durch Erregung II die Schichtenbildung nur angedeutet zu erkennen.)

Bei dieser Schichtenbildung unter dem Einfluß der vorionisierenden Nebenentladung handelt es sich ganz offensichtlich um dieselbe Erscheinung, die zuerst fast gleichzeitig von Holst und Oosterhuis[1]) und Grotrian[2]) beschrieben und später von Druyvesteyn[3]) zu Beweglichkeitsmessungen positiver Ionen benutzt wurde. Wir kommen weiter unten auf diese wichtige Beobachtung zurück.

b) Kathodenfall.

Die Brennspannung der normalen Glimmentladung ist eine Funktion des Elektrodenabstandes. Bei abnehmender Größe d des Entladungsraumes sinkt die Brennspannung V_b, durchläuft bei einem bestimmten Wert von d ein Minimum, um dann bei weiterer Annäherung der Elektroden wieder in starkem Maße anzusteigen. A. Güntherschulze[4]) bezeichnet diese minimale Brennspannung als normalen Kathodenfall. Wir schließen uns dieser Definition des normalen Kathodenfalles an. Nach einer Untersuchung von Jung[5]) liegt übrigens bei Voraussetzung ebener Elektroden die minimale Brennspannung nur um wenige Volt höher als der mit Sonden am Rande des negativen Glimmlichtes gemessene Wert des normalen Kathodenfalles.

Die Tatsache der Senkung des normalen Kathodenfalles durch glüh- und photoelektrische Elektronenauslösung und durch Beschießen der Kathode mit Korpuskularstrahlen ist schon lange bekannt[6]) und konnte auch von W. Rogowski[7]) aus seiner Erweiterung der Townsendschen Theorie abgeleitet werden. Für den Fall der Vorionisation durch eine hinter der netzförmigen Kathode brennende Nebenentladung wurde nun auch eingehend die Abhängigkeit des normalen Kathodenfalles von der Intensität der Vorerregung untersucht. Bei der eingangs beschriebenen Anordnung der Entladungsröhre ergab sich die Annehmlichkeit, bei gleicher Röhre und Gasfüllung Zündspannung und Kathodenfall nebeneinander messen zu können. Die Höhe des Kathodenfalles reagierte in starkem Maße auf Beschaffenheit der Elektroden und allergeringste Gasverunreinigungen und selbst bei extrem gereinigten Edelgasen war keine absolute Konstanz des Kathodenfalles zu erreichen, obgleich bei denselben Bedingungen die Zündspannung der gleichen Entladung über mehrere Tage hin durchaus konstant war[1]). Im allgemeinen war unter denselben Voraussetzungen der Kathodenfall an der Netzelektrode höher als an der massiven Elektrode. (Größenordnung: einige Volt.)

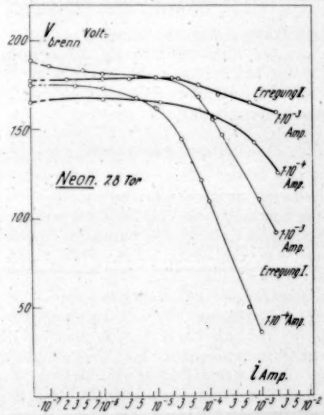

Fig. 6. Abhängigkeit des normalen Kathodenfalles in Neon (7,8 Tor) von der Intensität der Vorionisation.

Die Fig. 6 zeigt ein typisches Beispiel für die Abhängigkeit der Brennspannung der normalen Glimmentladung (Ordinate) von der Stromstärke der Nebenentladung (Abszisse), (Neon, 7,8 Tor). Diese Abhängigkeit wurde für beide Erregungsarten gemessen. Die den Kurven beigeschriebenen Werte geben die Stromstärke der Hauptentladung an. Die entsprechenden Kurven nehmen bei den Gasen Argon und Helium einen ähnlichen Verlauf, bei Wasserstoff war dagegen die Kathodenfallbeeinflussung bedeutend geringer als in den Edelgasen. Bei allen Versuchen konnte festgestellt werden, daß mit wachsender Intensität der Vorionisation durch die Nebenentladung ein Absinken der minimalen Brennspannung der Hauptentladung stattfindet. Wichtig ist, daß der Einfluß der Erregung I in jedem Fall größer ist als der der Erregung II.

1) G. Holst und E. Oosterhuis, Physica **1**, 78, 1921.
2) W. Grotrian, Zeitschr. f. Phys. **5**, 148, 1921.
3) M. Druyvesteyn, Zeitschr. f. Phys. **73**, 33, 1931.
4) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **30**, 175, 1925. Siehe hierzu auch W. Dällenbach, Physik. Zeitschr. **26**, 483, 1925.
5) C. Jung, Helv. Phys. Acta **4**, 189, 1931.
6) Handbuch der Experimentalphysik **13**, III, 370.
7) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **25**, 572, 1931.

1) Vgl. die entsprechenden Messungen von E. W. Pike, Zeitschr. f. Phys. **90**, 319, 1934.

Dem Absinken der Brennspannung ging immer eine Abnahme der Dunkelraumlänge parallel. Gleichzeitig zog sich die kathodische Ansatzfläche des negativen Glimmlichtes zusammen, bis endlich bei großen Vorionisationen das Glimmlicht der Hauptentladung wie ein dünner „Pinsel" in einer Masche des Netzes ansetzte und völlig den Charakter einer Glimmentladung verlor. Die Messung wurde deshalb nicht über ein gewisses Maß der Vorionisation ausgedehnt.

Es wurde weiter untersucht, ob eine Beeinflussung der minimalen Brennspannung zu erzielen war, wenn die Netzelektrode Anode der Hauptentladung war und diese so von der Anodenseite her vorionisiert wurde. Es konnte jedoch selbst bei großen Nebenentladungsstromstärken kein Einfluß auf den Kathodenfall der Hauptentladung festgestellt werden.

c) Zündspannung.

In den bisher mitgeteilten Meßergebnissen wurde die Stromstärke der Nebenentladung als Maß der Intensität der Vorionisation angegeben. Die Frage liegt nahe, ob nicht auch die Spannung an der Nebenentladung einen Einfluß auf die Hauptentladung hat. Nun sind bei einer Gasentladung Strom und Spannung nicht unabhängig voneinander. Ihr Zusammenhang ist durch die Entladecharakteristik gegeben. Für unveränderte Stromstärke läßt sich lediglich im Gebiet der Townsendschen Vorströme durch Änderung des Elektrodenabstandes die Spannung in gewissem Umfange verändern. Es wurde der Einfluß einer Abstandsänderung auf die Höhe der Zündspannung in der Hauptstrecke untersucht und gefunden, daß kein systematischer Zusammenhang besteht, der zur Charakterisierung der Vorentladungsintensität hätte dienen können. Außerdem war die Zündspannungsbeeinflussung bei größtmöglicher Änderung der Spannung an der Nebenstrecke, im Gegensatz zu einer entsprechenden Stromstärkeänderung, so gering, daß auf eine Berücksichtigung dieses Parameters bei den weiteren Messungen verzichtet werden konnte. Es wurde deshalb bei allen Versuchen die Stromstärke der Nebenentladung als Maß für die Intensität der Vorionisation angenommen. Um eine Eindeutigkeit der Versuchsergebnisse zu erhalten, war es aber erforderlich, daß sich bei großer Änderung der Nebenentladungsstromstärke die Spannung nur unwesentlich ändern würde. Diese Forderung läßt sich erfüllen, wenn der Elektrodenabstand der Nebenentladung auf den Abstand der minimalen Brennspannung eingestellt wird. Nur in diesem Falle ist der Unterschied zwischen der Brennspannung der Townsendentladung und der Brennspannung der Glimmentladung klein, wie auch aus der oberen Kurvenschar der Fig. 5 zu entnehmen ist. Aus diesem Grunde wurde bei allen Messungen der Elektrodenabstand in der Nebenentladung auf den der minimalen Brennspannung eingestellt, so daß an der Nebenentladung immer eine Spannung lag, die höchstens zwischen den Werten der minimalen Zündspannung und der minimalen Brennspannung variierte. Damit war die Möglichkeit gegeben, zwischen Messungen bei verschiedenen Drucken und auch verschiedenen Gasen Vergleiche anstellen zu können.

Nach dem Gesetz von Paschen ist die Zündspannung einer Glimmentladung eine Funktion des Produktes von Gasdruck p und Elektrodenabstand d. Es wurde deshalb in den Kurvenblättern die Zündspannung immer in Abhängigkeit vom Produkt pd in Tor · mm mit der Intensität der Vorionisation als Parameter aufgetragen.

Fig. 7a enthält die Ergebnisse der Zündspannungsmessungen, die in Neon von 8,0 Tor bei Erregung I ausgeführt wurden. Die entsprechenden Kurven für Erregung II bei derselben Gasfüllung zeigt Fig. 7b. Die vor Einschalten der Spannung an der Zündstrecke an der Nebenentladung eingestellte Stromstärke ist den einzelnen Kurven beigeschrieben.

Die Einstellung der Nebenentladung auf sehr kleine Stromstärken erwies sich bisweilen als schwierig, da eine intermittierende Entladung unregelmäßiger Frequenz einsetzte (2—5 Entladungsstöße pro Sekunde) Ein inkonstantes Brennen der Nebenentladung konnte sowohl an dem flackernden Einsatz der Zündung als auch direkt beim Betrachten der Entladung in der Dunkelheit festgestellt werden. Diese Intermittenzen mußten unbedingt vermieden werden, da sie wegen der unkontrollierbaren Entladungsstromstärke notwendig zu falschen Zusammenhängen von Nebenentladungsstromstärke und Zündspannungssenkung führen mußten. Ein Unterdrücken des Flackerns konnte meist durch Verändern von Vorschaltwiderstand und Gleichrichterspannung erreicht werden. Wenn durchaus keine konstante Entladung zu erzielen war, wurde auf die Zündspannungsmessungen bei diesen sehr kleinen Stromstärken verzichtet. Wie aus den in Fig. 5 gezeigten Charakteristiken vorauszusehen ist, war bei sehr großer Intensität der Vorionisation kein definierter Zündeinsatz feststellbar, weil dieser an den sprunghaften Aufbau von Raumladungen gebunden ist. Aus dem gleichen Grunde machte bei Elektrodenabständen nahe den zum Zündspannungsminimum gehörenden der undefinierte Zündeinsatz bei Vorionisation eine exakte Messung unmöglich, deshalb wurden diese Werte nicht eingetragen.

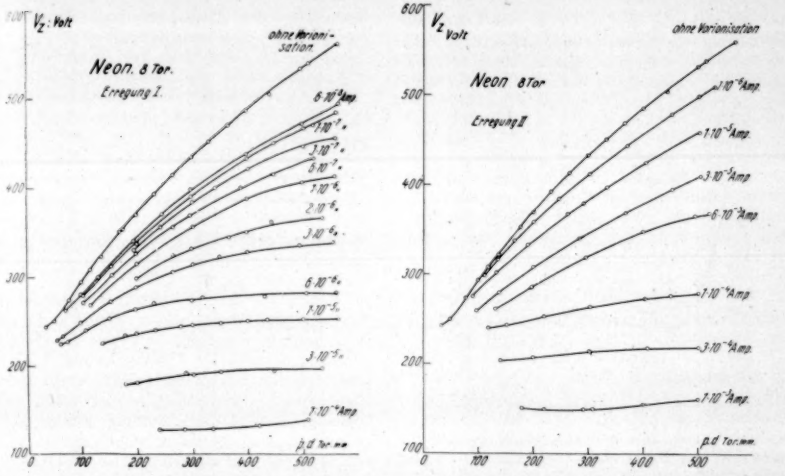

Fig. 7. a) Abhängigkeit der Zündspannung in Neon von der Intensität der Vorionisation durch Erregung I; b) dasselbe für Erregung II.

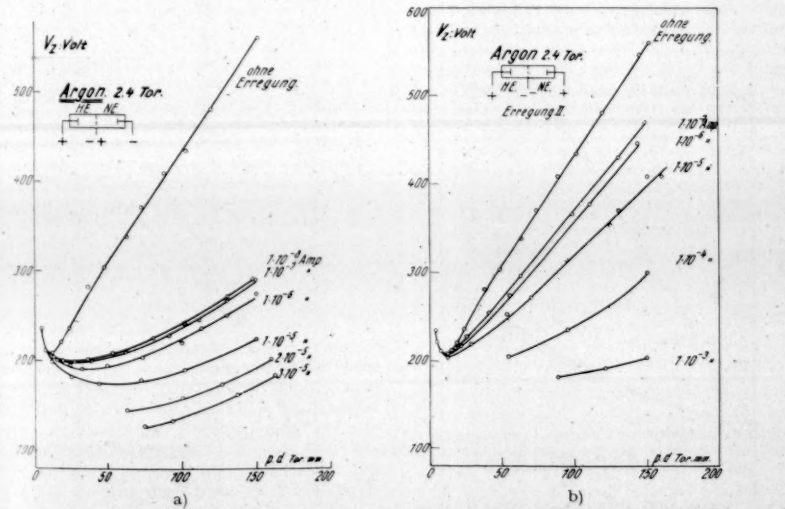

Fig. 8. a) Abhängigkeit der Zündspannung in Argon von der Intensität der Vorionisation durch Erregung I; b) dasselbe für Erregung II.

Bei Helium trugen die Verhältnisse qualitativ durchaus den gleichen Charakter wie bei Neon, weshalb auf eine Wiedergabe der Zündspannungskurven verzichtet werden kann. In Argon dagegen ergab sich ein anderes Bild (Fig. 8); schon bei den kleinsten Stromstärken,

bei denen in der Nebenstrecke überhaupt eine Entladung zu erzielen war, erfolgte bei Erregung I (Fig. 8a) ein starkes Absinken der Zündspannung, während bei Vorionisation durch Erregung II (Fig. 8b) sich das bekannte Bild ergab.

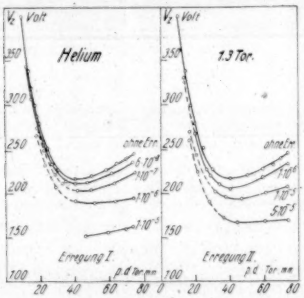

Fig. 9. Abhängigkeit der Zündspannung von der Intensität der Vorionisation in Helium, 1,3 Tor, bei pd-Werten in der Umgebung des Minimumpotentials.

Bei allen Messungen konnte festgestellt werden, daß für gleiche Stromstärken in der Nebenentladung die Zündspannungssenkung durch Erregung I bedeutend größer ausfällt, als durch Erregung II. Gegenüber den bisher bekannten Messungen über Zündspannungsbeeinflussung durch eine Vorionisation der Zündstrecke, überraschen hier die großen prozentualen Erniedrigungen (bis zu 80 Proz.).

Die Verhältnisse in der Umgebung des Minimumpotentials werden durch das charakteristische Beispiel der Fig. 9 wiedergegeben. Es zeigt, daß bei pd-Werten, die kleiner als die zum Minimum gehörenden sind, nur eine relativ kleine Zündspannungsänderung durch die Vorionisation festzustellen ist.

Neben den drei Edelgasen wurden die Gase Wasserstoff (Fig. 10) und Stickstoff untersucht. Auffallend war hier vor allem die schlechte Reproduzierbarkeit der Zündspannungen im Vergleich zu den Edelgasen. In Wasserstoff und in bedingtem Umfange auch bei Stickstoff war es nie möglich, bei hintereinandergeschalteten Entladungen (d. h. bei Erregung I) große Nebenentladungen einzustellen, ohne daß die Entladung schon beim Anlegen relativ geringer Spannungen an den Hauptraum durch eine Masche der Netzelektrode durchschlug und so jede Messung illusorisch machte. Diese Tatsache ist übrigens bei ähnlichen Anordnungen schon von

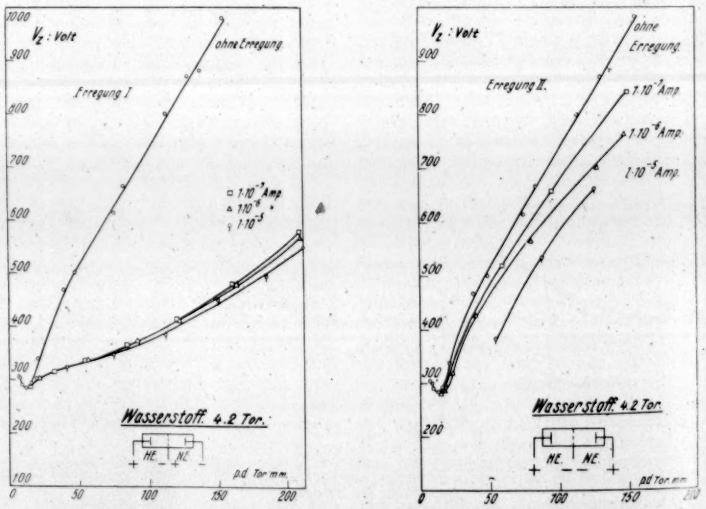

Fig. 10. a) Abhängigkeit der Zündspannung in Wasserstoff von der Intensität der Vorionisation durch Erregung I; b) dasselbe für Erregung II.

W. Kossel[1]) und A. Güntherschulze und F. Keller[2]) beobachtet worden. Bei Edelgasfüllungen trat in den Vorversuchen diese unangenehme Erscheinung nur dann auf, wenn geringe Spuren von Gasverunreinigungen vorhanden waren. Nach Verbessern der Absorptionseinrichtung und extremem Ausglühen der Netzelektrode wurde diese Erscheinung des „Durchschlagens" in den Edelgasen nicht mehr festgestellt. In einigen weiteren orientierenden

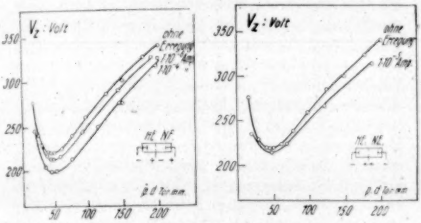

Fig. 11. Abhängigkeit der Zündspannung in Helium, 3,2 Tor, von der Vorionisation durch die netzförmige Anode.

Versuchen konnte nachgewiesen werden, daß besonders die Anwesenheit von Spuren Wasserstoff (wie sie durch Anwendung von Hahnfetten und Kittungen unmittelbar am Versuchsgefäß auftreten können) für das Durchschlagen weitgehend verantwortlich gemacht werden kann.

In weiteren Messungen wurde dann der Einfluß der Nebenentladung festgestellt, wenn diese hinter der als Anode geschalteten Netzelektrode brannte. Durch diese „anodenseitige" Vorionisation wurden in den Edelgasen zwar kleine, aber gut reproduzierbare Zündspannungssenkungen hervorgerufen. Ein Beispiel hierzu zeigt die Fig. 11. In Wasserstoff konnten für diesen Fall keine eindeutigen Zündspannungssenkungen hervorgerufen werden.

d) Beimengungen.

Der große Einfluß kleinster Mengen von Fremdgasen auf die Zündspannung von Glimmentladungen wurde schon mehrfach betont. Nach den Untersuchungen in möglichst reinen Gasen wurde nun in weiteren Messungen der Einfluß geringer willkürlicher Beimengungen auf die Zündspannung vorionisierter Entladungen untersucht. Für die Zündspannung der selbständigen Entladung konnten die Ergebnisse Pennings[3])

1) W. Kossel, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **18**, 326, 1921.
2) A. Güntherschulze und F. Keller, Zeitschrift f. Phys. **72**, 34, 1931.
3) F. M. Penning, Naturwiss. **15**, 818, 1927; Zeitschr. f. Phys. **46**, 335, 1927; **72**, 338, 1931; Phil. Mag. **11**, 961, 1931.

durchaus bestätigt werden. Nach Penning wird durch eine geringe Beimengung mit der Ionisationsspannung V_i' dann die Zündspannung des Hauptgases erniedrigt, wenn die Anregungsspannung eines metastabilen Zustandes des Hauptgases V_{met} größer ist als die Ionisationsspannung der Beimengung. Diese Zündspannungserniedrigung wird dadurch erklärt, daß beim Zusammenstoß eines metastabil angeregten Atoms des Hauptgases mit einem Atom der Beimengung (Stoß zweiter Art) die Anregungsenergie zur Ionisierung des Fremdatoms verwendet wird. Durch diesen Prozeß werden im Zündfeld schon ausreichend viele Ionisationen durchgeführt, wenn die Feldstärke für eine Erzeugung einer genügenden Zahl von Trägern aus dem Hauptgas durch Stoßionisation der Elektronen noch nicht hinreicht.

Je nachdem ob nun für die Beimengung die „Penningrelation" $V_{met} > V_i'$ gilt oder nicht, ist ein verschiedenes Verhalten der Zündspannung zu erwarten, weshalb in drei Versuchsreihen untersucht wurden: 1. Argon ($V_i = 15{,}4$ Volt; $V_{met} = 11{,}5$ Volt) als Hauptgas und Wasserstoff ($V_i' = 16{,}1$ Volt) als Beimengung; 2. Argon und Quecksilber ($V_i' = 10{,}4$ Volt); 3. Neon ($V_i = 21{,}5$ Volt; $V_{met} = 16{,}5$ Volt) und Argon ($V_i' = 15{,}4$ Volt). Die erste Meßreihe Argon (2,4 Tor) mit nacheinander zugefügten Wasserstoffmengen von 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1 Volumenprozent ergab, daß zwar die Zündspannungskurven der selbständigen Entladung sich mit wachsenden Wasserstoffmengen ein wenig nach größeren Spannungswerten verschoben, daß aber die $V_z = pd$-Kurven der vorionisierten Entladungen ihren Charakter in der Richtung

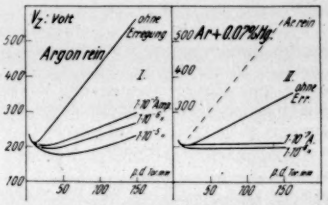

Fig. 12. Einfluß einer Quecksilberbeimengung (0,07 Volumenprozent) auf die Zündspannung in Argon. I. Argon ohne Beimengung; II. Argon mit 0,07 Proz. Quecksilberbeimengung (Erregung I).

änderten, daß zwar kleine Erregungen große Zündspannungsänderungen hervorriefen, eine Steigerung der Intensität der Vorionisation aber nur noch sehr kleine weitere Zündspannungsabsenkungen verursachte. Aus der Meßreihe Argon-Quecksilber zeigt die Fig. 12 zwei

Beispiele. Die prozentuale *Hg*-Beimengung wurde aus dem Dampfdruck bei der in unmittelbarer Nähe des Versuchsrohres gemessenen Temperatur und der bekannten Menge des Hauptgases (Argon) berechnet. Die Zündspannungen der selbständigen Entladung erleiden große Absenkungen, der Penningeffekt tritt ein (z. B. für

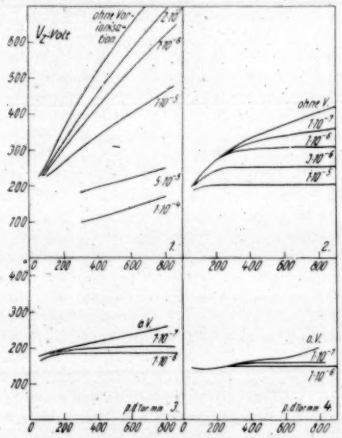

Fig. 13. Abhängigkeit der Zündspannung einer vorionisierten Glimmentladung in Neon von der Höhe der Argonbeimengung. 1. Neon, 14 Tor, ohne Beimengung; 2. Neon mit einer Argonbeimengung von $7 \cdot 10^{-4}$ Proz.; 3. Neon mit einer Argonbeimengung von $7 \cdot 10^{-3}$ Proz.; 4. Neon mit einer Argonbeimengung von $7 \cdot 10^{-2}$ Proz. Erregung I. Die Intensität der Vorionisation ist den Kurven beigeschrieben.

$pd = 150$ Tor-mm : 40 Proz.). Sehr interessant ist bei der vorionisierten Entladung in Argon + 0,07 Proz. *Hg* die Unabhängigkeit der Zündspannung vom Elektrodenabstand. Als letztes Beispiel für den großen Einfluß kleinster Beimengungen zeigt Fig. 13 die Verhältnisse in Neon (14 Tor) mit wachsenden Argonmengen.

IV. Der Mechanismus der Beeinflussung durch eine zweite Entladung.

Nach Besprechung der Versuchsergebnisse erhebt sich nun die Frage nach der Art der von der Nebenentladung gelieferten vorionisierenden Faktoren und nach dem Mechanismus der Vorionisation. Zündspannungssenkungen und Kathodenfallerniedrigungen sind bisher immer dann beobachtet worden, wenn die Kathode der Glimmentladung zu einer gegenüber dem Normalmaß verstärkten Elektronenemission angeregt wurde[1]). An diese Tatsache anknüpfend ist es naheliegend, auch im vorliegenden Falle die Senkungen der Entladespannungen dem Einfluß von Elektronen, die die Nebenentladung durch die Netzkathode in den Hauptraum einsendet, zuzuschreiben. Daß tatsächlich bei brennender Nebenentladung aus dem Nebenraum Elektronen durch die Netzkathode in das Zündfeld eintreten, zeigt das Auftreten der schon oben beschriebenen „Negativen Schichten". Nach der heute allgemein angenommenen Auffassung werden die von der Kathode ausgehenden Elektronen homogener kleiner Geschwindigkeit in einem raumladungsfreien Feld beschleunigt. Solange sie noch nicht die zur Anregung notwendige Energie erlangt haben, stoßen sie elastisch mit den Atomen des Edelgases zusammen. Haben sie jedoch die kritische Geschwindigkeit erreicht, so erleiden sie unelastische Zusammenstöße unter Anregung des Gases in einer in Feldrichtung engbegrenzten Schicht parallel zur Kathode. Sie verlieren ihre gesamte kinetische Energie und können deshalb erst wieder anregen, nachdem sie in Feldrichtung erneut eine Strecke durchlaufen haben, die der Anregungsspannung entspricht. Tatsächlich entfiel auch bei unseren Versuchen auf den Abstand zweier Schichten ungefähr die Anregungsspannung, die für Neon 18,5 Volt (3-*p*-Zustände) bzw. 16,5 Volt (3-*s*-Zustände) beträgt[2]). Bei konstanter Stromstärke der Nebenentladung wurde die Spannung an der Hauptentladung jeweils auf das Erscheinen einer neuen Schicht an der in festem Abstande stehenden Anode eingestellt, eine Methode, die notwendig fehlerhaft ist. In einem Falle wurde bei Neonfüllung von 14 Tor gemessen:

Schichtzahl	Entladungsspannung in Volt	Spannung pro Schicht in Volt
1	16,0	16,0
2	32,6	16,3
3	54,5	18,2
4	73,0	18,3
5	93,0	18,6
7	129,5	18,5

Wie hat man sich nun im einzelnen den Vorgang der Elektronenlieferung durch die Nebenentladung vorzustellen? Bei der mit „Erregung I" bezeichneten Schaltung war die Netzelektrode

1) R. Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen, 2. Auflage, Leipzig 1934, S. 193 und 293; Handbuch der Experimentalphysik **13**, III, 28 und 379.

2) de Groot und Penning, Anregung von Quantensprüngen, Handb. d. Phys. XXIII/1, 49.

Anode der Neben- und Kathode der Hauptentladung. Wir betrachten zunächst diesen Fall. Der Abstand der Nebenentladung war immer so bemessen, daß diese mit minimaler Spannung brannte, wobei zwischen den Elektroden gerade die kathodischen Entladungsteile Platz fanden und die Anode (Netzelektrode!) sich im Gebiet des negativen Glimmlichtes befand. Hier aber ist in einer Glimmentladung gerade die Elektronenkonzentration maximal. Dagegen ist die Zahl der Elektronen auf der Hauptentladungsseite der Netzelektrode zunächst praktisch gleich Null. Wir werden es bei den geringen Elektronenenergien und relativ hohen Gasdichten in erster Linie der Wirkung dieses Konzentrationsgefälles zuschreiben müssen, daß Elektronen aus dem Nebenraum durch das Netz in das Zündfeld gelangen. Die scharfe Ausbildung der jeweiligen kathodennahen Schicht bei der beschriebenen Schichtbildung läßt ferner darauf schließen, daß die Elektronen mit einer geringen, fast gleichen Geschwindigkeit durch das Netz hindurchtreten. Bei größeren Spannungen an der Hauptentladung wirkt das Durchgriffsfeld, das sich allerdings wegen der engen Netzlücken nicht weit in den Nebenraum erstrecken kann, verstärkend auf die Elektronenzufuhr.

Bei Erregung I ist also die Herkunft der Elektronen einfach zu erklären, anders dagegen bei Erregung II. Da hier die Netzelektrode gemeinsame Kathode ist, so fliegen in der Nebenentladung positive Ionen in Richtung auf die Hauptentladung und die Annahme liegt nahe, daß es diese positiven Ionen der Nebenentladung sind, die in der Hauptstrecke trägererzeugende Wirkungen ausüben. Dieser Annahme stehen jedoch entscheidende Bedenken gegenüber. Vor allen Dingen erscheint es nicht möglich, das Auftreten der negativen Schichten, die sich sowohl bei Erregung I als auch bei Erregung II zeigten, mit Hilfe einer Ionisierung durch positive Ionen im Zündfeld der Hauptentladung zu erklären. Überhaupt lassen es neuere Ergebnisse von Versuchen über den Durchgang positiver Ionen durch das eigene Gas sehr unwahrscheinlich erscheinen, daß bei den hier vorkommenden niedrigen Spannungen und relativ hohen Gasdichten, bei denen die Ionen zwischen den Zusammenstößen nur geringe Geschwindigkeiten erlangen können, überhaupt Volumenionisierung durch positive Ionen eintreten kann. So fand F. Wolf[1]), daß in Helium erst bei einer Spannung von ungefähr 400 Volt eine meßbare Ionisierung durch Heliumionen einsetzte, die mit wachsender Ionengeschwindigkeit nur in geringem Umfange zunahm. Für Argon lag das Einsatzintervall in der Gegend von 300 Volt. Zudem ist zu bedenken, daß bei Vorionisation durch Erregung II die Ionen der Nebenentladung im Hauptraum ein Gegenfeld ungefähr gleicher Größe vorfinden. Nun ist allerdings bekannt, daß positive Ionen im eigenen Gas in starkem Maße umladen, so daß schon im Nebenraum eine große Zahl schneller Neutralteilchen entstehen würde, für die nach neueren Messungen die Ionisierungseinsatzspannung tiefer und die Ausbeute höher liegt als für die entsprechenden positiven Ionen[1]). Doch ist auch für den Molekelstoß die Ausbeute bei unseren Versuchsbedingungen zu gering, als daß ihm eine wesentliche Rolle bei der Vorionisation des Zündfeldes zukommen könnte.

Es bleibt nur die Möglichkeit, auch bei Erregung II die beobachteten Zündspannungssenkungen dem maßgeblichen Einfluß von Elektronen zuzuschreiben, die offenbar durch den Einfluß auftreffender Ionen und Neutralteilchen an den Drähten der Netzelektrode ausgelöst worden sind. Diese Erklärung stößt auf keine Schwierigkeiten, denn für die Grenzflächenionisierung positiver Ionen ist eine bedeutend geringere Energie notwendig als zur Volumenionisation, da die Gesamtenergie (kinetische + potentielle) nur doppelt so groß zu sein braucht wie die Austrittsarbeit des Elektrodenmaterials. Neben den positiven Ionen scheinen auch metastabil angeregte Neutralteilchen in starkem Maße befähigt zu sein, an Metalloberflächen Elektronen auszulösen[2]). Ein Teil der durch den Einfluß der brennenden Nebenentladung am Netz erzeugten Elektronen gelangt also entweder durch Eigengeschwindigkeit oder unter dem Einfluß eines Konzentrationsgefälles auf die Hauptentladungsseite des Netzes. Da aber die Elektronendichte an der Kathode einer Glimmentladung sehr viel geringer ist als an der Anode, so ist damit auch verständlich, daß die zündspannungsvermindernde Wirkung der Erregung II erst bei einer ungefähr zehnfachen Nebenentladungsstromstärke dem Einfluß der Erregung I gleichkommt. Damit ist auch der Unterschied zwischen den beiden Polungen in der Kathodenfallbeeinflussung geklärt.

Neben der direkten Elektronenlieferung, die sicherlich das Wesen der Beeinflussung darstellt, ist es sehr wahrscheinlich, daß die Nebenentladung noch auf andere Weise ionisierend auf das

1) F. Wolf, Zeitschr. f. Phys. **74**, 575, 1931; Ann. d. Phys. **23**, 285, 627, 1935.

1) O. Beeck, Zeitschr. f. Phys. **76**, 799, 1932; Ch. I. Brasefield, Phys. Rev. **43**, 785, 1933; O. Beeck und H. Wayland, Ann. d. Phys. **19**, 129, 1934.

2) M. L. E. Oliphant, Proc. Roy. Soc. **127**, 373, 1930; M. Harrington, Phys. Rev. **38**, 1312, 1931; Ch. I. Brasefield, Phys. Rev. **44**, 1002, 1933; C. Kenty, Phys. Rev. **43**, 181, 1933; S. Sonkin, Phys. Rev. **43**, 789, 1933.

Zündfeld einwirkt. Bekanntlich wird durch Bestrahlen eines Edelgases mit dem eigenen Resonanzlicht eine Erhöhung der Leitfähigkeit beobachtet[1]). Wegen des Zusammenhanges von Leitfähigkeitserhöhung und Zündspannungssenkung muß gefolgert werden, daß auch bei der in dieser Untersuchung verwendeten Anordnung das Licht der brennenden Nebenentladung an den in Edelgasen beobachteten Zündspannungssenkungen einen gewissen Anteil hat. Eine Andeutung dieses Zusammenhanges kann man in dem folgenden experimentellen Befund erblicken: Wenn das von der Nebenentladung ausgehende Resonanzlicht die Zahl der metastabilen Atome erhöht, so muß durch die Anwesenheit von Beimengungen, die den Penning-Effekt hervorzurufen vermögen, auch die Leitfähigkeit erhöht werden. Dann aber muß die prozentuale Zündspannungssenkung mit der Größe der Beimengung ansteigen. Dieser Effekt konnte tatsächlich beobachtet werden! Berechnet man nämlich aus den in Fig. 13 (Neon- + Argonbeimengungen) dargestellten Versuchsergebnissen für einen pd-Wert von 800 Tor · mm die prozentualen Zündspannungssenkungen bei verschiedenen Argonbeimengungen und trägt sie gegen die Nebenentladungsstromstärke auf, so wachsen die prozentualen Erniedrigungen mit steigender Beimengung (Fig. 14). Für einen Wasserstoffzusatz zu Argon als Trägergas tritt, wie zu erwarten, dieser Effekt nicht auf, da die von der Resonanzstrahlung erzeugten metastabilen Argon-Atome Wasserstoffmolekeln nicht zu ionisieren vermögen.

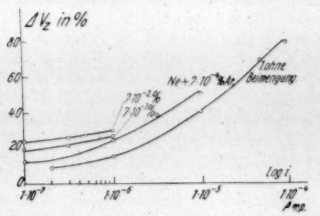

Fig. 14. Der Einfluß steigender Argonbeimengungen auf die prozentualen Zündspannungssenkungen in Neon.

Soviel zur Entstehung der Fremdelektronen durch den Einfluß der Nebenentladung. Ihre Wirkung auf die Zündspannung ist ohne weiteres auf dem Boden der neuen Gasentladungstheorie zu verstehen[1]). Denken wir uns neben den an der Kathode ausgelösten „Eigenelektronen", die bei der selbständigen Entladung mit den von ihnen erzeugten positiven Ionen alleinige Träger der Entladung sind, eine zunächst kleine Zahl weiterer aus der Nebenentladung stammenden „Fremdelektronen" von der Kathode ausgehen, so werden bei einer Kathodenfeldstärke, die unter der zur Zündung der selbständigen Entladung gehörigen liegt, bereits genügend viel Ionisierungen erfolgen, so daß die größere Zahl positiver Ionen trotz des kleineren Feldes an der Kathode soviel Elektronen auszulösen vermag, daß das Gleichgewicht erreicht wird und damit die Zündung einsetzen kann. Bei steigender Fremdelektronenzahl sind die im Vorstadium der Zündung ausgelösten Trägermengen so groß, daß die Raumladungen gegen die statischen Ladungen der Elektroden nicht mehr zu vernachlässigen sind, es stellt sich eine in Richtung der Begünstigung der Ionisierung wirkende Feldverzerrung ein, was natürlich eine Zündspannungssenkung zur Folge haben muß. Beeinflussung des normalen Kathodenfalles und Verkürzung des Kathodendunkelraumes sind im gleichen Sinne zu verstehen[2]).

Wir kehren noch einmal zu der Frage nach dem Zusammenhang von Intensität der Vorionisation und Größe der Zündspannungssenkung zurück. Leider ist in vorliegendem Falle das Untersuchungsmaterial noch zu spärlich, als daß sich eine mehr als qualitative Angabe über diesen Zusammenhang machen ließe. Doch sind in der letzten Zeit einige Arbeiten erschienen, die sich von der Theorie her mit dem quantitativen Zusammenhang von Zündspannungssenkung und Intensität des an der Kathode photoelektrisch ausgelösten Fremdelektronenstromes beschäftigen. W. Rogowski und W. Fucks[3]) kommen zu dem Ergebnis, daß die Zündspannungsverminderung proportional der Quadratwurzel aus der Fremdstromdichte sein müsse[4]). A. v. Engel und

1) I. Langmuir und C. G. Found, Phys. Rev. **36**, 604, 1930. Vollständige Literatur bei R. W. Smith und O. S. Duffendack, Phys. Rev. **47**, 473, 1935.

1) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **26**, 648, 1932; A. v. Engel und M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen II, S. 53, Springer, Berlin 1934; W. Fucks, Zeitschr. f. Phys. **92**, 467, 1934; W. Rogowski und W. Fucks, Arch. f. Elektrotechn. **29**, 326, 1935. — Zusatz bei der Korrektur: W. Rogowski, Zeitschr. f. Phys. **100**, 1, 1936.

2) W. Rogowski, Arch. f. Elektrotechn. **25**, 572, 1931.

3) W. Rogowski und W. Fucks, Arch. f. Elektrotechn. **29**, 326, 1935.

4) W. Rogowski und A. Wallraff (Zeitschr. f. Phys. **97**, 758, 1935) haben kürzlich für die Durchschlagsspannungssenkung einer Kugelfunkenstrecke bei Atmosphärendruck durch Vorionisation durch das Licht einer zweiten Funkenstrecke die Gültigkeit dieses „Quadratwurzelgesetzes" über einen großen Bereich nachweisen können.

M. Steenbeck[1]), die sich mit demselben Problem beschäftigen, kommen zu einem abweichenden Ergebnis. Bei ihnen ergibt sich eine Abhängigkeit der Zündspannungssenkung von der dritten Wurzel aus dem Quadrat der Fremdstromdichten.

Trotz der durchaus abweichenden Voraussetzungen ist es von Interesse, mit den in dieser Untersuchung erhaltenen experimentellen Daten die angegebenen funktionellen Zusammenhänge zu prüfen[2]). In Fig. 15 wurden die in Neon (8 Tor)

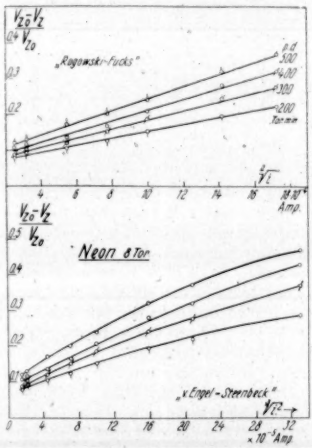

Fig. 15. Experimentelle Prüfung des funktionellen Zusammenhanges von prozentualer Zündspannungssenkung und Intensität der Vorionisation.

erhaltenen prozentualen Zündspannungssenkungen gegen die Wurzel aus den Nebenentladungsstromstärken aufgetragen (Obere Kurvenschar!). Die Werte lassen sich zwanglos durch eine Gerade verbinden, denn die größten Abweichungen der Meßpunkte liegen innerhalb des Fehlerbereichs. Nach der Theorie von Engel und Steenbeck ist dagegen eine Darstellung der Meßergebnisse durch eine Gerade nicht möglich (Untere Kurvenschar!). Bei den Gasen Helium und Argon liegen die Verhältnisse ähnlich. Dagegen wird bei Wasserstoff keine der funktionellen Zusammenhänge den Ergebnissen gerecht. Vielmehr ist die prozentuale Senkung der Zündspannungen geringer als die genannten Funktionen verlangen. Ebenso verhalten sich die übrigen Gase bei großen Vorerregungsintensitäten. Es sei zum Schluß noch einmal betont, daß diese Ergebnisse natürlich keine Entscheidung zulassen, da die Voraussetzungen durchaus von denen abweichen, die bei der theoretischen Ableitung der genannten Funktionen gemacht wurden.

[1]) A. v. Engel und M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen, II, S. 55. Springer, Berlin 1934.

[2]) Der Verfasser hatte auf der Gautagung in Köln (23. November 1935) Gelegenheit, über diese Tatsachen zu berichten.

V. Zusammenfassung.

Es wird die Beeinflussung von Zündspannung, Kathodenfall und vollständiger Charakteristik einer Glimmentladung in den Gasen Neon, Helium, Argon und Wasserstoff im Druckbereich von ungefähr 0,5–15 Tor (1 Tor = 1 mm *Hg*) durch eine zweite hinter der netzförmigen Kathode brennende Gasentladung untersucht und der Mechanismus der Beeinflussung geklärt.

I. Der normale Kathodenfall der Glimmentladung wird durch die Vorionisation in starkem Maße gesenkt.

II. Für Werte der Größe Druck p mal Elektrodenabstand d oberhalb des Zündspannungsminimums werden die Zündspannungen durch den Einfluß der Nebenentladung in großem Umfange erniedrigt. Es werden Zündspannungssenkungen bis zu 80 Proz. beobachtet. Für pd-Werte, die kleiner sind als die zum Zündspannungsminimum gehörenden, werden nur kleine Absenkungen festgestellt.

III. Der Einfluß sehr geringer Mengen von Fremdgasen auf Höhe der Zündspannung und funktionellen Zusammenhang von Zündspannungssenkung und Vorionisation wird untersucht.

IV. Die Beeinflussung der Hauptentladung wird hervorgerufen durch Elektronen der Nebenentladung. Der mögliche Einfluß weiterer Faktoren wird diskutiert. Die in Neon, Helium und Argon erhaltenen Zündspannungssenkungen lassen sich für kleine Intensitäten der Vorionisation als lineare Funktion der Wurzel aus den Nebenentladungsstromstärken ausdrücken.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für technische Physik der Universität Köln ausgeführt. Ich danke den Herren Prof. Dr. H. Rukop, Dozent Dr. H. Lassen und Prof. Dr. F. Kirchner für ihr förderndes Interesse am Fortgang der Untersuchung. Ferner gilt den Firmen I. G. Griesheim-Elektron und Gesellschaft für Lindes Eismaschinen, Abt. Gasverflüssigung Höllriegelskreuth Dank für kostenlose Überlassung der Edelgase.

Köln, Institut für Technische Physik der Universität.

(Eingegangen 8. Juni 1936.)

Über ein anomales Verhalten der Dielektrizitätskonstante höherer organischer Säuren in der Nähe des Erstarrungspunktes.

Von Bruno Piekara.

1. Einleitung.

Die in dieser Arbeit angegebenen Resultate der Untersuchungen der Dielektrizitätskonstante (DK.) zeigen die Existenz einer Anomalie, die sich bei höheren Fettsäuren in der Nähe des Erstarrungspunktes äußert. Nämlich die DK. dieser Säuren nimmt in dem Augenblicke der Erstarrung plötzlich zu und fällt erst dann sehr rasch zu einem niedrigeren Werte als dem im flüssigen Zustande gemessenen ab. Der zweite Teil dieses Prozesses (der Abfall der DK.) ist nach der Debyeschen Dipoltheorie eine normale Erscheinung, charakteristisch für die Dipolflüssigkeiten. Der erste Teil dagegen (die plötzliche Zunahme der DK.) bildet eine Anomalie, welche man nur bei einigen höheren Säuren der Fettreihe beobachten kann. Eine ähnliche Anomalie, die sich aber nur für hörbare Frequenzen offenbart (680 sek^{-1}), hat Errera[1]) bei der Essigsäure beobachtet; für höhere Frequenzen (etwa $3 \cdot 10^5$ sek^{-1}) tritt diese Anomalie nicht auf. Nach meinen Untersuchungen dagegen tritt ein solcher anomaler Verlauf der DK. für die Frequenzen von 10^5—10^6 sek^{-1} bei Palmitin-, Stearin- und Oleinsäure auf.

Diesen Sprung der DK. bei der Essigsäure erklärt Errera durch eine „kolloidale Assoziation", welche die Entstehung des festen Zustandes begleitet. Man kann vermuten, daß die Teilchen dieser vorübergehenden Kolloidphase im Takt der Schwingungen des äußeren Feldes mitschwingen können (wenn die Frequenz dieser Schwingungen klein genug ist) und infolgedessen die Zunahme der DK. verursachen. Wenn wir die Schwingungsfrequenz des Feldes vergrößern, dann werden die Teilchen der gebildeten Kolloidphase sich nicht einstellen können und sofort einen raschen Abfall der DK. (eine normale Erscheinung) verursachen.

Diese Tatsache, daß der Sprung der DK. für so große Frequenzen, für welche er bei der Essigsäure nicht auftritt, bei der Palmitinsäure erschien, verdient eine nähere Untersuchung. Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war, den Verlauf der DK. bei verschiedenen organischen Säuren in der Nähe des Erstarrungspunktes, besonders in Abhängigkeit von der Wellenlänge, zu verfolgen und ihn unter Bedingungen, wo die kolloidale Assoziation mehr ersichtlich wird, zu untersuchen.

1) J. Errera, Trans. of the Faraday Soc. **24**, 162, 1928; Polarisation Dielectrique, Paris 1928. Errera gibt hier (S. 129) die $\varepsilon(t)$-Kurve an, aus welcher folgt, daß die DK. der Essigsäure mit fallender Temperatur zunimmt. Durch zahlreiche Messungen konnten wir feststellen, daß es umgekehrt ist: die DK. der Essigsäure nimmt mit der Temperatur zu (A. Piekara und B. Piekara, C. R. **198**, 1018, 1934).

II. Apparatur.

Die Messungen wurden mit Hilfe der a. a. O. beschriebenen[1]) Resonanzmethode ausgeführt. Die Spulen S_1 und S_2 (Fig. 1) wurden im Generator- und Detektorkreis in solcher Entfernung

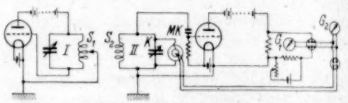

Fig. 1. Meßmethode.

aufgestellt, bei daß keine Rückkopplung auftritt. Diese Spulen konnte man auswechseln, um verschiedene Wellenlängen (von 200 bis 3000 m) zu bekommen. Der Meßfehler für die DK. betrug $\pm$ 0,001. Zur Kompensation der zu messenden Kapazitäten diente ein Drehkondensator K der Firma Spindler und Hoyer. Seine Kapazität betrug 1,35 e.-s. Einh. für 1° der Drehung. Auf der Drehachse dieses Kondensators wurde ein Spiegel befestigt und die Kapazitätsveränderungen auf einer Millimeterskala mit Hilfe eines Fernrohrs abgelesen. Die Genauigkeit dieser Ablesungen betrug $\pm$ 0,1 mm, was einer Kapazitätsveränderung von etwa $\pm$ 0,003 e.-s. Einh. entspricht. Vor den Messungen wurde der Drehkondensator geeicht.

Parallel zu diesem Kondensator wurde ein Versuchskondensator (Fig. 2) eingeschaltet. Der eigentliche Kondensator befindet sich in dem Teil A. Seine Belegungen bilden zwei konzentrische Platinzylinder z_1 z_2, die in zwei Röhren aus Jenaer Thermometerglas eingeschmolzen sind. Zur Ein- und Ausschaltung dieses Kondensators dient ein Schalter P. Die äußere Belegung des Kondensators, wie auch der Thermostat, die Stative und alle anderen metallischen Teile der Apparatur wurden geerdet. Den Meßkondensator füllt man mit der Flüssigkeit durch die Röhre B, entfernt wird sie mit Hilfe einer bei C befestigten Wasserstrahlpumpe. Das Niveau der Flüssigkeit war durch Einblasen von gut getrockneter Luft in die Röhre B auf konstante Höhe eingestellt. Der Meßkondensator wurde im Paraffinölbade in einen Thermostaten eingetaucht. Dieser war ein mit Filz belegtes Messinggefäß. Innen auf

1) Siehe A. Piekara, Bull. de l'Acad. Pol. A 201, 1928.

dem Boden war eine Heizspirale ausgespannt. Ein Flügelradrührer M und ein Zylinder Z ermöglichen einen schnellen Temperaturausgleich des Bades. Es war auch möglich, die Temperatur des Bades zu erniedrigen; dies geschieht mit Hilfe einer Kühlvorrichtung, die das Öl durch eine im Eis-Salz-Gemisch untergebrachte Spiralröhre zirkulieren ließ. Die Temperatur des Bades wurde bis auf etwa $\pm 0{,}01°$ konstant gehalten und mit einer Genauigkeit von

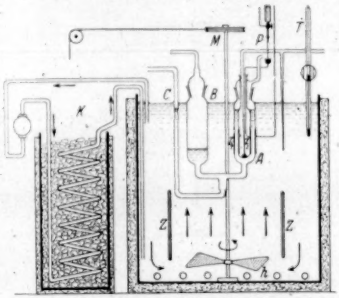

Fig. 2. Apparatur: Flüssigkeitskondensator, Thermostat und Kühlvorrichtung.

$\pm 0{,}02°$ gemessen. Zur Kontrolle der Temperatur im Innern des Versuchskondensators diente ein Thermoelement, dessen eine Lötstelle in einen Quecksilbertropfen in dem inneren Platinzylinder eingetaucht war; die andere Lötstelle befand sich im Ölbade. Diese Apparatur ist schon zu Dipolmessungen angewandt und ausführlicher an anderem Orte beschrieben worden[1]). Der Meßkondensator wurde bei verschiedenen Temperaturen mit gereinigtem Benzol, dessen DK. genau bekannt ist[2]), geeicht. Aus den Gleichungen

$$c_1 = \varepsilon_1 c_0 + k$$
$$c_2 = \varepsilon_2 c_0 + k$$

(wo c_1 — die Kapazität des Kondensators mit Luftfüllung (ε_1) und c_2 — die Kapazität des Kondensators mit Benzolfüllung (ε_2) bezeichnen) berechnet man c_0 und k, und zwar für verschiedene Temperaturen. Um die DK. der untersuchten Flüssigkeit (ε) zu finden, genügt es, die Kapazität c des Kondensators mit dieser Flüssigkeit bei beliebiger Temperatur zu messen. Die DK. ε berechnet man aus der Gleichung

$$c = \varepsilon c_0 + k.$$

III. Ergebnisse der Messungen.

a) Essig-, Chloressig-, Kapryl-, Palmitin-, Stearin- und Oleinsäure.

Die zu diesen Messungen benutzten Präparate waren mit Zeichen „Kahlbaum" oder „Für wissenschaftliche Zwecke" von Kahlbaum bezogen. Unmittelbar vor den Messungen wurden sie wiederholter Kristallisierung im Vakuum unterworfen, um die aufgelöste Luft zu beseitigen. Die Resultate der Messungen (für $\lambda = 200$ m) sind in der Tabelle wiedergegeben und in Fig. 3 graphisch dargestellt. Es ist ersichtlich, daß Essig-, Chloressig- und Kaprylsäure einen normalen Verlauf, d. h. einen plötzlichen Abfall der DK. im Erstarrungspunkt zeigen. In der Fig. 3 ist dieser Verlauf beispielsweise für Kaprylsäure wiedergegeben. Die DK. der höheren Säuren dagegen, d. h. der Palmitin-, Stearin- und Oleinsäure, zeigt einen anomalen Verlauf: sie steigt zunächst im Erstarrungspunkte plötzlich an und fällt danach sehr rasch zu einem für den festen Zustand charakteristischen Werte der DK. ab. Die ganze Erscheinung dieses anomalen Anwachsens findet in einem Temperaturbereich von höchstens 0,2° statt. Eine Ausnahme bildet die Oleinsäure, in welcher

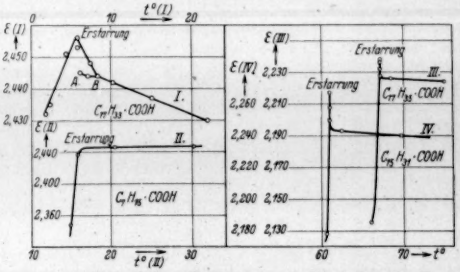

Fig. 3. DK. einiger Fettsäuren als Funktion der Temperatur in der Umgebung des Erstarrungspunktes.

diese Anomalie auf etwa 3° der Temperaturskala ausgestreckt ist. Im Teile AB dieser Kurve, wo die Säure unterkühlt war, hat die DK. einen normalen Verlauf, ohne irgendwelche Anomalie.

Die Messungen, welche für zwei größere Wellenlängen ($\lambda = 500$ m und $\lambda = 3000$ m) ausgeführt waren, liefern DK.-Werte, die sich von den oben zitierten innerhalb der Fehlergrenzen kaum unterscheiden.

1) A. Piekara, Bull. de l'Acad. Pol., S. 305, 1933.

2) L. Harshorn und D. Oliver, Proc. Roy. Soc. A, **123**, 664, 1929.

Tabelle.

Flüssigkeit	$t°$	ε	$\Delta\varepsilon \cdot 10^3$	Bemerkungen
Essigsäure $CH_3 \cdot COOH$	30,00	6,778	—	
	20,00	6,760		
	15,00	6,672	3	Beginn der Erstarrung
	14,80	4,658		
	14,70	6,295		
Chloressigsäure $CH_2Cl \cdot COOH$	73,20	11,34	—	
	63,30	11,57		
	60,80	8,85		Fest
	60,70	7,07		
Kaprylsäure $C_7H_{15} \cdot COOH$	30,10	2,446	—	
	20,30	2,446		
	15,80	2,437		Fest
	14,80	2,347		
Oleinsäure $C_{17}H_{33} \cdot COOH$	21,90	2,430	12	
	15,15	2,437		
	10,20	2,242		
	8,30	2,444		
	7,15	2,444		Unterkühlung
	6,10	2,445		Erstarrt
	7,40	2,448		
	5,80	2,456		
	4,30	2,451		
	2,30	2,435		
	1,80	2,432		
Palmitinsäure $C_{15}H_{31} \cdot COOH$	69,70	2,240	24	
	62,40	2,243		
	61,00	2,250		Erstarrt
	61,00	2,258		
	61,00	2,267		
	60,60	2,178		
Stearinsäure $C_{17}HC_{35} \cdot OOH$	74,50	2,224	12	
	68,40	2,226		
	67,10	2,228		Erstarrt
	67,10	2,232		
	67,10	2,236		
	67,10	2,238		
	65,90	2,135		

b) Die Hexan-Palmitinsäure-Mischungen.

Die Palmitinsäure löst sich im Hexan vollständig bei höheren Temperaturen. Bei Abkühlung kann man bei einer gewissen, von der Konzentration abhängigen Temperatur eine leichte Trübung beobachten, nach welcher die ganze Mischung zu einer weichen, mit der Zeit fester werdenden Gelmasse erstarrt. Es war von Interesse, die DK. bei dieser Art der Erstarrung zu verfolgen, weil hier die „kolloidale Assoziation" der Palmitinsäuremoleküle während der Trübung und der Gelbildung in einem ausgeprägten Grade hervorzutreten scheint.

Die Messungen wurden für sechs verschiedene Konzentrationen ausgeführt. Die Ergebnisse sind in Fig. 4 dargestellt, Leere Kreise bedeuten hier diejenigen Messungen, welche während der Temperaturerniedrigung ausgeführt waren; volle Kreise dagegen stellen die während der Temperaturerhöhung gemessenen Werte dar. Unmittelbar vor jeder Messung wurde die Flüssigkeit kristallisiert, um die aufgelöste Luft zu beseitigen. Die Linien 1 und 2 geben den Verlauf der DK. zwischen 45° und 0,5° C für Konzentrationen 16,28 und 19,51 Proz. wieder. Obgleich die erste Mischung bei 29,5° C und die zweite bei 31,4° C erstarrt, ist der DK.-Verlauf ungestört geradlinig. Die Kurve 3, die den DK.-Verlauf für eine höhere Konzentration von

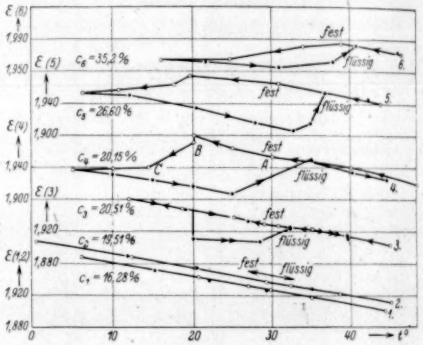

Fig. 4. „Hysteresiskurven" der DK. von Hexan-Palmitinsäure-Mischungen.

20,51 Proz. darstellt, besteht aus zwei Teilen, die mit den einfachen und doppelten Pfeilen bezeichnet sind. Der erste Teil der Kurve, der auch etwa eine gerade Linie bildet, ist während der Abkühlung wie auch während der Erwärmung der Mischung erhalten. Den zweiten Teil dagegen erhielten wir nach einer nochmaligen Erniedrigung der Temperatur bis auf 20°. Bei dieser Temperatur wurde die festgewordene Mischung 5 Stunden lang gehalten und nachher die Temperatur langsam erhöht. Diese Kurve ist einer für die Gellösungen[1]) charakteristischen Hysteresiskurve ähnlich. Die Linien 4, 5 und 6 stellen die DK.-Hysteresiskurven der Mischungen von noch größeren Konzentrationen dar.

Aus diesen Kurven ist ersichtlich, daß für genügend große Konzentrationen der Erstarrungsvorgang aus zwei Teilen besteht. In dem ersten Teile (AB) besitzen die Moleküle, trotz der Erstarrung der Mischung ihre ursprüngliche Beweglichkeit (wie in der Gelatine), was in der stetigen Zunahme der DK. sich offenbart. Im zweiten Teile (BC) verschwindet die Beweglichkeit der Moleküle (die Erstarrung schreitet immer mehr fort), was einen plötzlichen, von der Konzentration abhängenden Abfall der DK. bewirkt.

1) A. Piekara und B. Piekara, Koll.-Zeitschr. **73**, 273, 1935; C. R. **198**, 803, 1934.

Man kann vermuten, daß die Gelphase, welche sich hier über einen Temperaturbereich von 10° und mehr erstreckt, sich in der reinen Säure zu einer vorübergehenden Phase in unmittelbarer Nähe des Erstarrungspunktes reduziert. Dann wäre der beobachtete Sprung $\Delta\varepsilon$ der DK. eine Resultierende zweier entgegengesetzter Prozesse: einer Zunahme $\Delta\varepsilon_k$ der DK., infolge der vorübergehend gebildeten Gelphase („kolloidale Assoziation") und gleichzeitiger Abnahme $\Delta\varepsilon_f$ der DK., infolge der ausgeschiedenen festen Phase.

Diese Resultierende $\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_k - \Delta\varepsilon_f$ kann sowohl positiv (anomaler Effekt) wie negativ (normaler Effekt) sein, je nach der Größe der Dipolmomente der betrachteten Flüssigkeitsmoleküle und je nach den Eigenschaften der vorübergehend entstandenen Molekülschwärme (Moment, Größe, Gestalt usw.). Ist das Dipolmoment genügend klein, so kann $\Delta\varepsilon_f < \Delta\varepsilon_k$ sein und die Anomalie tritt auf; das ist der Fall der höheren Fettsäuren. Es liegt der Gedanke nahe, daß diese „Anomalie" auch für andere Dipolflüssigkeiten existiert, aber, infolge des hohen $\Delta\varepsilon_f$-Wertes, der Beobachtung unzugänglich ist. So zeigt sie sich nach Errera (l. c.) bei Essigsäure erst für sehr langsame Schwingungen, wo $\Delta\varepsilon_k$ überraschend groß wird.

Zusammenfassung.

Es wurde festgestellt, daß

1. die Erstarrung der Stearin-, Palmitin- und Oleinsäure von einer plötzlichen Zunahme der DK. begleitet ist, nach welcher der normale Abfall folgt;
2. bei Änderung der Wellenlänge von 200 m bis 3000 m der Sprung der DK. im Erstarrungsmoment seine Größe nicht merklich ändert;
3. für die Wellenlänge $\lambda = 200$ m keine Anomalie der DK. der Essig-, Kapryl- und Chloressigsäuren auftritt;
4. für Hexan-Palmitinsäure-Gemische eine analoge Anomalie noch in weiteren Temperaturgrenzen erscheint.

Zum Schluß sei es mir gestattet, Herrn Direktor Thadeus Łopuszański, der durch seine liebenswürdige Unterstützung die Ausführung dieser Arbeit ermöglichte, wie auch Herrn Dr. Arcadius Piekara, nicht nur als meinem Lehrer, sondern auch als meinem Bruder, für seine wertvolle Leitung dieser Arbeit den besten Dank auszusprechen.

Rydzyna, Physikalisches Laboratorium des Sułkowski-Gymnasiums.

(Eingegangen 11. Juni 1936.)

Eine einfache Wilsonsche Nebelkammer.

Von Hans Bauer.

Vor etwa Jahresfrist hat O. R. Frisch[1]) eine Wilsonkammer mit verlängerter Dauer des übersättigten Zustandes angegeben, die den Verfasser zur Herstellung eines neuen Gerätes angeregt hat, das im folgenden beschrieben werden soll. Zwei bemerkenswerte Vorzüge, die es als berechtigt erscheinen lassen, die Aufmerksamkeit auf diese Neuausführung zu lenken, mögen vorangestellt werden:

1. Die Kammerflüssigkeit, über der sich die eigentliche Nebelkammer befindet, trägt, wie aus Fig. 1 ersichtlich, einen in den zylindrischen Glasbehälter *B* nicht zu eng eingepaßten metallischen Schwimmer *Sch*, der einerseits störende Oberflächenwellen der Kammerflüssigkeit verhindert und durch seine kolbenartige Bewegung eine nahezu wirbelfreie Ausdehnung der Kammerluft gewährleistet, andererseits im Verein mit dem unter der Spiegelglasplatte *S* angebrachten weitmaschigen Drahtnetz *D* eine Art Plattenkondensator bildet, der die an die Kammer zu legende Gleichspannung aufnimmt. Damit sich die Nebelbahnen hell von einer dunklen Umgebung abheben, wird die Oberfläche des Schwimmers ebenso wie das Drahtnetz geschwärzt.

2. Das Spiel des Apparates wird durch einen einzigen Hahn *W*, einen Winkelhahn mit vier Ausgängen, vollständig beherrscht, der neben größerer Einfachheit eine Erhöhung der Betriebssicherheit verbürgt.

Der mit breitem Flansch versehene und darüber mit einer Spiegelglasplatte *S* verschlossene Glasbehälter *B* — es wurde Durax-Normglas von 10 cm äußerem Durchmesser und 1000 cm³ Inhalt verwendet — besitzt unten (Fig. 1) einen eingeschliffenen Glasstutzen mit zwei Rohrstücken, von denen das eine zur Entleerung des Behälters und zugleich zur Aufnahme der elektrischen Leitung zum Schwimmer, das andere, ins Innere des Behälters reichende, zur Abfuhr der in der Taucherglocke *G* enthaltenen Luft dient. Knapp unter dem Flansch ist die Wand des Behälters durchbohrt, um den zur Beobachtung gelangenden radioaktiven Körper, z. B. *Po*, einführen zu können.

Die von der Kammerflüssigkeit (etwa 500 cm³) überdeckte, anfänglich ganz mit Luft gefüllte Glasglocke *G* ist mit Korkstückchen unter Zuhilfenahme von Piceïn im Glasbehälter festgeklemmt.

Zum Betriebe der Nebelkammer ist erforderlich, daß die in *K* eingeschlossene Luft

1) O. R. Frisch, Eine Wilsonkammer mit verlängerter Dauer des übersättigten Zustandes, Naturwiss. **23**, 166, 1935.

entsprechend rasch auf ein vorbestimmtes Volumen ausgedehnt wird, was durch Absaugen der Luft aus der Taucherglocke G unter gleichzeitigem Eindringen von Kammerflüssigkeit in dieselbe erreicht wird. Hierzu dient das Vakuum-

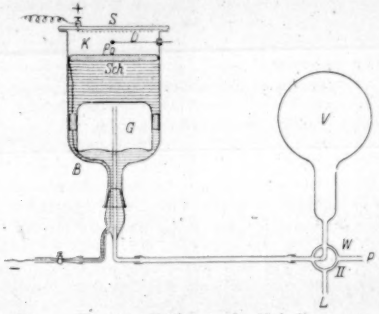

Fig. 1. Einfache Wilsonsche Nebelkammer (schematisch).

gefäß V, an das das schon erwähnte, mit vier Ausgängen versehene Winkelhahnstück W unmittelbar angeschmolzen ist. Die Größe des Gefäßes V wird zweckmäßig so gewählt, daß sein Inhalt ungefähr der Summe der Inhalte von K und G gleichkommt: zu dem erwähnten Durax-Normglas passend, wurde ein Glaskolben von 500 cm³ Inhalt verwendet.

Die beschriebene Vorrichtung arbeitet in drei Takten, die durch die in Fig. 2 angedeuteten Stellungen des Hahnes W gekennzeichnet sind:

Stellung I: $V \rightarrow P$. Der Hahn verbindet das Vakuumgefäß V mit der Pumpe P — es

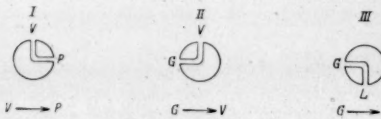

Fig. 2. Stellungen des Winkelhahns W.

genügt eine Wasserstrahlluftpumpe —, wodurch V auf einen dem beabsichtigten Expansionsverhältnis entsprechenden Verdünnungsgrad entlüftet wird. Um im Wiederholungsfalle dieselben Bedingungen herzustellen, reicht es im allgemeinen hin, dieselbe Entlüftungszeit einzuhalten.

Stellung II: $G \rightarrow V$. Der Hahn setzt nun die Taucherglocke G mit dem entlüfteten Vakuumgefäß V in Verbindung und bewirkt so durch Abströmen von Luft aus G unter gleichzeitigem Eindringen von Kammerflüssigkeit die gewünschte Ausdehnung der Luft in der Nebelkammer K, als deren Folge Übersättigung und Nebelbildung an dort vorhandenen Kondensationskernen eintritt.

Stellung III: $G \rightarrow L$. Jetzt steht die Taucherglocke G mit der Außenluft L in Verbindung, die die in G eingedrungene Kammerflüssigkeit verdrängt und den Anfangszustand wiederherstellt.

Über die bedeutungslose Verbindung $L \rightarrow P$, bei der Außenluft durch die ständig arbeitende Pumpe angesaugt wird, gelangt man wieder zur Ausgangsstellung I zurück und das Spiel der Vorrichtung kann durch fortgesetztes Weiterdrehen des Hahnes W beliebig oft wiederholt werden. Ein allenfalls möglicher Beschlag der Spiegelglasplatte S kann durch gelindes Vorwärmen derselben hintangehalten werden.

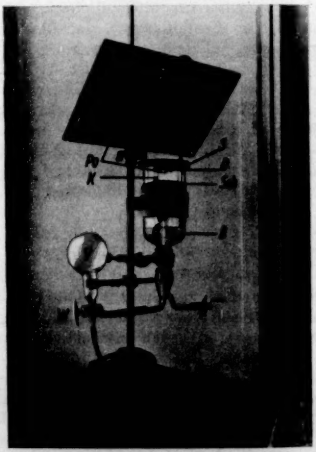

Fig. 3. Versuchsanordnung mit geneigtem Planspiegel über der Wilsonkammer zur bequemen Betrachtung der Nebelbahnen für eine Mehrzahl von Zuschauern.

Fig. 3 gibt ein photographisches Gesamtbild der Versuchsanordnung. Über der Nebelkammer wird zweckmäßig ein geneigter Spiegel angebracht, der einer Mehrzahl von Zuschauern die Beobachtung der bei Verwendung kräftigen Bogenlichtes besonders glanzvollen Nebelbahnen ermöglicht.

Auch die von O. R. Frisch a. a. O. beschriebene Verlängerung der Dauer des Übersättigungszustandes ist durch Anbringung eines zusätzlichen — in Fig. 1 nicht gezeichneten — Gefäßes an das Vakuumgefäß V erreichbar, mit dem es durch einen Hahn mit

sehr enger Bohrung neben einer (dazu senkrechten) zur raschen Entlüftung dienenden weiten verbunden sein muß[1]). Die Inhalte der beiden Vakuumgefäße müssen dann neuerdings auf das Gesamtvolumen von Kammer und Taucherglocke abgestimmt werden, damit die durch das verlangsamte Einströmen der Luft in das Zusatzgefäß angestrebte Nachexpansion in geeignetem Ausmaße eintritt.

Als Kammerflüssigkeit hat sich ein 50proz. Wasser-Äthylalkoholgemisch vorzüglich bewährt.

Für freundliches Interesse bzw. Mitarbeit an der Ausgestaltung des beschriebenen Gerätes ist der Verfasser den Herren Prof. Dr. H. Mache und Ing. Dr. F. Gabler zu Dank verpflichtet.

1) Die enge Bohrung kann auch, wie dies schon O. R. Frisch l. c. angegeben hat, durch eine eingefeilte Rille ersetzt werden.

Wien, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, im Mai 1936.

(Eingegangen 2. Juni 1936.)

Eine Wilsonsche Nebelkammer einfacher Bauart.

Von H. Neuert.

Eines der wertvollsten und zugleich anschaulichsten Hilfsmittel zur Erforschung der Vorgänge der Elementumwandlung ist die Nebelkammer, die bekanntlich die Sichtbarmachung der Bahnen ionisierender Korpuskeln (α-Teilchen, Protonen, negativer und positiver Elektronen) in Gasen gestattet. Die bisher im Handel erhältlichen Nebelkammern waren entweder einfache Demonstrationskammern (z. B. die Nebelkammer von Wulf), die aber nur eine begrenzte Verwendungsmöglichkeit besitzen, oder Nebelkammern, die besonderen wissenschaftlichen Untersuchungen dienen sollten; diese haben den

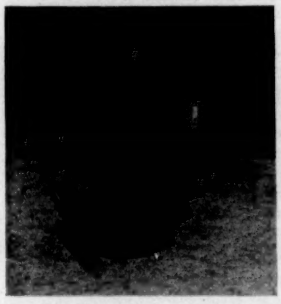

Fig. 2.

Nachteil, daß sie infolge ihrer komplizierten Bauweise sehr beträchtliche Anschaffungskosten erfordern. Eine Kammer von einfacher Bauart, die leicht zu bedienen und bequem transportabel ist, aber dennoch einwandfrei arbeitet und auch für wissenschaftliche Untersuchungen geeignet ist, sei im folgenden kurz beschrieben:

Den eigentlichen Nebelkammerraum bildet ein Glaszylinder von etwa 12 cm Durchmesser und 4 cm Höhe. Nach oben ist die Kammer mittels einer Gummidichtung durch eine Glasplatte verschlossen. Die Bodenplatte ist eine Gummimembran von 1—2 mm Stärke, die in der Mitte eine Metallscheibe trägt. Solche Gummischeiben wurden in letzter Zeit häufig als bewegliche Kammerwand verwendet[1]), da hierbei die Schwierigkeit der Abdichtung eines beweglichen Kolbens wegfällt. Unter der Membran befinden sich zwei voneinander abschließbare Räume (*m* und *n* in Fig. 1). Ein zwischen diesen beiden Räumen angebrachter Metallschliff ist so konstruiert (nach Art eines Dreiwegehahns), daß in Stellung I der untere Raum *n* ausgepumpt wird (dazu genügt eine Wasserstrahlpumpe); eine rasche Drehung des Schliffs um 90° (Stellung II) verschließt die Öffnung zur Pumpe und verbindet die beiden Räume *m* und *n*. Die Folge der Druckverminderung im oberen Raum *m* ist die gewünschte plötzliche Expansion des Nebelkammerraumes; nach einer

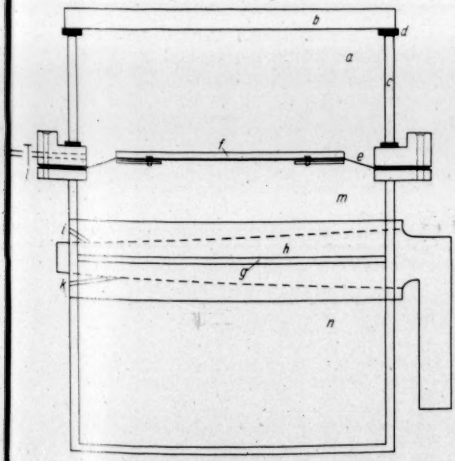

Fig. 1.

1) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. Lond. 142, 88, 1933.

weiteren Drehung des Schliffs um 90° (Stellung III) tritt Luft in den oberen Raum *m* ein, so daß die Gummimembran durch den Druckausgleich zwischen *m* und dem Nebelkammerraum wieder ihre Ausgangsstellung einnimmt. Das Volumenverhältnis der beiden Räume und die Öffnungen im Metallschliff sind so bemessen, daß die Expansion genügend rasch erfolgt. Die Endstellung der Membran nach der Expansion ist durch einen Anschlag festgelegt; das Expansionsverhältnis, das natürlich durch die Art des Füllgases bedingt ist, kann dadurch verändert werden, daß der Gasdruck im Nebelkammerraum etwas verringert wird, bis die Gummimembran die gewünschte Anfangsstellung erhält. Zur Aufrechterhaltung der Sättigung mit Wasserdampf wird in üblicher Weise auf Grund- und Deckplatte eine dünne Gelatineschicht aufgegossen.

Die Kammer ist bemerkenswert leicht und handlich und in jeder gewünschten Lage verwendbar. Alle Teile der Kammer können im Bedarfsfalle leicht ausgewechselt werden, so daß man die Kammer mit wenig Mühe und geringen Mitteln für besondere Zwecke, z. B. Anschluß an eine Kanalstrahlröhre, umbauen kann. Auch zum Studium von Entladungsvorgängen, zu dem neuerdings vielerorts die Nebelkammer herangezogen wird, kann die beschriebene Kammer praktische Verwendung finden. Eine photographische Registrierung der Teilchenspuren oder Entladungserscheinungen kann ohne weiteres vorgenommen werden[1]).

1) Der Apparat kann von der Firma Max Kohl A.-G., Chemnitz, bezogen werden (DRGM.).

Köln, Institut für technische Physik.

(Eingegangen 25. Juli 1936.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

M. ten Bosch, Die Wärmeübertragung. 3. Aufl. VIII und 282 S. Mit 144 Abb. Berlin 1936. Jul. Springer. Geb. RM 26.70.

Die dritte Auflage des Buches weist gegenüber der zweiten eine gründliche Umarbeitung auf. Insbesondere ist die Prandtlsche Theorie des Wärmeüberganges noch mehr betont und ihren Ergebnissen eine starke Bevorzugung gegenüber den gebräuchlichen Potenzformeln eingeräumt; den Physiker befriedigt diese Darstellung sicher mehr. Die beigegebenen Nomogrammtafeln sollen die Anwendung der etwas verwickelten Formeln der Theorie in der praktischen Berechnung erleichtern.

Das Buch dient der Praxis; dementsprechend sind theoretische Überlegungen nur so weit aufgenommen, als ihre Ergebnisse mit der Erfahrung in Einklang stehen.

Die 3 Hauptteile Wärmestrahlung, Wärmeleitung, Wärmeübergang werden durch einen vierten Abschnitt „Allgemeine Gesichtspunkte für die Konstruktion von Wärmeaustauschapparaten" ergänzt. Sehr zu begrüßen sind die ausführlichen Stoffwert-Tabellen (Abschnitt V); belebend und für das Eindringen in die nicht leichte Materie wertvoll sind die zahlreich verstreuten, der Praxis entnommenen Zahlenbeispiele. Ein Anhang enthält 316 Literaturhinweise.

Die dritte Auflage wird ebenso wie die beiden vorangegangenen in Fachkreisen eine sehr gute Aufnahme finden. A. Naumann.

W. Böttger, Die chemische Analyse. XXVI. Bd.: Leitfähigkeitstitrationen und Leitfähigkeitsmessungen. Visuelle und akustische Methoden von Gerhart Jander und Otto Pfundt mit 27 Abbildungen. 2. Aufl. Stuttgart 1934. Verlag F. Enke. RM 7.40, geb. RM 8.80.

Die wertvolle Zusammenstellung der Leitfähigkeitsmethoden erscheint in 2. Aufl. im Rahmen der chemischen Analyse, herausgegeben von W. Böttger. Die neue Auflage behandelt wieder vorzugsweise die visuellen Methoden, die entsprechend der derzeitigen Entwicklung der einschlägigen elektrischen Instrumente weitgehend vervollkommnet bzw. umgestaltet sind. Genannt sei vor allem die Entnahme des Meßstromes aus dem Leitungsnetz und die selbsttätige Regelung der Meßspannung. Die jetzige Form des Buches gibt einen Überblick über das Gesamtgebiet der Leitfähigkeitstitrationen und wird daher und wegen der bequemen und vielseitigen Anwendbarkeit der Methoden, besonders auch in der technischen Analyse sicherlich steigendes Interesse finden. Hein.

Grimsehls Lehrbuch der Physik. Neubearbeitet von R. Tomaschek. Bd. 1. Mechanik, Wärmelehre, Akustik. 9. Aufl. Gr.-8°. VIII und 674 S. Mit 740 Abb. Leipzig und Berlin 1936. B. G. Teubner. Geb. RM 19.80.

In seiner 7. Aufl. (siehe diese Zeitschr. Bd. 31, S. 744, 1930) ist das Buch zum ersten Male vom jetzigen Verfasser bearbeitet worden. Ihm ist damals „eine prinzipielle Umarbeitung nicht notwendig" erschienen. Die 8. Aufl. war ein fast unveränderter Abdruck der 7. In der 9. wurde das Buch „einer noch stärkeren Umarbeitung unterzogen", wobei die Kapitel über Drehbewegungen, Strömung der Flüssigkeiten und Gase und große Teile der Akustik ganz neu geschrieben, einige andere stark umgearbeitet und ein Abschnitt über Ballistik neu hinzugefügt wurde.

Stellenweise trägt das Buch auch jetzt noch den Stempel der früheren Bearbeiter. Dazu gehört das Fehlen jeder Bezifferung von Gleichungen, so daß die Hinweise auf Früheres mitunter in Worten wie „s. o." oder „nach dem Vorigen" bestehen, was nicht immer leicht zu finden ist. Ferner sind immer noch einige Gebiete stehengeblieben, wo durch Hinzufügung des Neueren zum Älteren bei den Studenten Mißverständnisse entstehen, z. B. in dem Abschnitt „Kinetische Wärmetheorie".

Abgesehen von solchen Schönheitsfehlern aber ist das Buch — und darauf kommt es an — geeignet für den Studenten zur Einführung in das Studium der Physik und zum Gebrauch bei Vorlesung und Praktikum. Besonders willkommen ist die große Vielseitigkeit, die auch die neuesten Anwendungen berücksichtigt (Exponentialhorchgerät, Flüglehre, Bezeichnungen des AEF), sich auch auf die Beschreibung einfacher Versuche erstreckt und manches Wissenswerte bringt, was man selbst in größeren Büchern vergeblich sucht. Möbius.

Wolfgang Holzer, Kathodenstrahloszillographie in Biologie und Medizin. Gr.-8°. X und 155 S. Mit 74 Abb. im Text und auf 16 Tafeln und 22 Zahlentafeln. Wien 1936. Wilhelm Maudrich. Geb. RM 10.—.

Es kann im allgemeinen als wünschenswert bezeichnet werden, wenn Bücher geschrieben werden, die der gegenseitigen Durchdringung verschiedener Fachgebiete dienen sollen. Insbesondere ist es zu begrüßen, wenn die Ergebnisse physikalischer Forschung als Arbeitsgrundlage biologischer und medizinischer Untersuchungen dienen sollen. Das Buch von Holzer über Kathodenoszillographie, zurechtgemacht für Biologen und Mediziner, hat es eigentlich nicht nötig, seine Lebensnotwendigkeit zu betonen, wie das in der Einleitung der Fall ist. Den Physiker interessiert bei dem vorliegenden Buch in erster Linie der physikalische Teil des Werkes, der naturgemäß mit etwa $^3/_4$ des Gesamtumfanges den vorherrschenden Bestandteil bildet. Das Werk, das sich an den „gebildeten Anfänger" wendet, bringt im ersten Abschnitt die physikalisch-technischen Grundlagen der Kathodenstrahloszillographie. Das 2. Kapitel macht dann mit den Voraussetzungen für den Betrieb eines Kathodenstrahloszillographen bekannt, d. h. mit Beschreibung der Wirkungsweise von Hoch- und Niederspannungsquellen, Kippgeräten. Besonders eingehend, wiewohl nur mit Hilfe der im Werk selbst enthaltenen Grundlagen, wird dabei die wichtige Frage der Verstärkung kleiner Meßspannungen behandelt. Ein abschließender Bericht berührt auch die photographische Aufzeichnung der Oszillogramme — auch von synchronisiertem und nichtsynchronisierbarem Spannungsverlauf.

Im dritten Teil (medizinische und biologische Anwendungen) interessiert den Physiker die „Aufzeichnung von Schallerscheinungen" und „die Untersuchung von Hilfsgeräten" (z. B. Brücken).

Der vierte Teil ist „Kritik der Anwendung des KO." überschrieben und bringt nochmals eine Herausstellung der Vorzüge des KO. hinsichtlich des Frequenzganges der Empfindlichkeit, der Überlastbarkeit und der Kosten gegenüber anderen Oszillographentypen.

Die drucktechnische Seite des Werkes verdient hervorgehoben zu werden, vor allen Dingen sind die auf 16 Tafeln gezeigten Reproduktionen, darunter viele Oszillogramme, erwähnenswert. Leider hat das Buch auch eine Reihe Schönheitsfehler, die den Eindruck etwas beeinträchtigen. Zunächst wird man durch Druckfehler und Abweichungen zwischen Zeichnungen und Text gestört und auch inhaltlich kann man hie und da etwas aussetzen. Z. B. sind Definitionen von „Regelröhre", „Klirrfaktor" u. a. nicht allgemein gebräuchlich. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis beschließt das Werk. R. Goldammer.

W. Hume-Rothery, The structure of metals and alloys. Institute of Metals, Monograph and Report Series No. 1. Gr.-8°. 120 Seiten. Mit 61 Figuren und 21 Tabellen. London. The Institute of Metals. 1936. 3 s. 6 d. net, post free.

Der Verfasser behandelt auf physikalischer Grundlage die Bildungsbedingungen der Strukturen von Metallen und Legierungen.

Die ersten beiden Kapitel bringen rein anschaulich eine Einführung in die physikalischen und kristallstrukturellen Grundlagen ohne Benutzung mathematischer Formeln oder kristallographischer Bezeichnungen. Das periodische System, die verschiedenen Arten der Bindung bei Molekülen und in Kristallen sowie die Kristallstrukturen der Elemente werden besprochen. Die Kristallstrukturen und ihre Zusammenhänge werden durch eine Reihe sehr anschaulicher Figuren dem Leser nahegebracht.

Ein ganzes Kapitel ist den Atom- bzw. Ionenradien gewidmet, und in einer übersichtlichen Tabelle sind für etwa 60 Elemente Strukturtyp, Koordinationszahl, Gitterkonstante, Atomabstände und Goldschmidtscher Atomdurchmesser für die Koordinationszahl 12 zusammengestellt.

Den wichtigsten Teil des Buches bilden das 4. und 5. Kapitel.

Im 4. Kapitel wird die Bildung primärer fester Lösungen von Zweistoffsystemen behandelt. Nach eingehender Behandlung einiger grundlegender Faktoren (Größenverhältnisse der Atome und Einfluß ihrer Valenz) werden die Formen der Liquidus-, Solidus- und festen Löslichkeitskurven besprochen. Ein besonderer Abschnitt unterrichtet über das Auftreten von Überstrukturen, wobei in besonders eingehender und anschaulicher Form die Überstrukturbildung im System *Fe-Al* behandelt wird.

Das folgende Kapitel berichtet über Verbindungen in Legierungen. Einem ausführlichen Hinweis auf die Schwierigkeiten, die bei der Definition einer intermetallischen Verbindung auftreten, folgt die Diskussion der normalen Valenzverbindungen und der Elektronenverbindungen (nach der Bezeichnung von Bernal) einschließlich der Hume-Rotheryschen Regel. Anschließend werden in einem kurzen Abschnitt die Arbeiten von Hägg und Zintl behandelt.

Das Buch schließt mit einigen Ausführungen über die Mosaikstruktur der Kristalle.

Obwohl das Buch eine große Zahl einzelner Ergebnisse bringt, so hat der Leser doch niemals das Empfinden, sich in Einzelheiten zu verlieren. Das Buch ist für den Anfänger eine gute Einführung, aber infolge des außerordentlich reichhaltigen Materials und der vielen Literaturzitate (etwa 300), gibt es auch demjenigen, der die Materie kennt, manche Anregung. Vielleicht wäre es gut gewesen, an einigen Stellen ausdrücklicher darauf hinzuweisen, daß es sich nur um vorläufige Ergebnisse handelt, da der Leser andernfalls zu leicht auf den Gedanken kommen könnte, die wesentlichsten Probleme seien bereits gelöst. Dieses fällt besonders bei der Besprechung der Hume-Rotheryschen Regel auf, wo zwar auf einige Ausnahmen hingewiesen wird, dem Leser jedoch nicht deutlich gemacht wird, daß es sich um eine außerordentlich umstrittene Regel handelt. Witte.

25 Jahre Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften. Herausgegeben vom Präsidenten Max Planck. Zweiter Band. Die Naturwissenschaften. Redigiert von Max Hartmann. Gr.-8. VIII und 433 S. Berlin 1936. Jul. Springer. Geb. RM 28.50.

Das Buch, von dem man wünschen möchte, daß es in fremde Sprachen übersetzt in die Welt hinausgehe, stellt eine Schau deutscher Forschungsarbeit dar, die es in dieser Weite des Gesichtskreises noch nie gegeben hat. Es ist für jeden, dessen Interessen über sein Fachgebiet hinausgehen, ein Genuß, in so gedrängter Form die Probleme der Nachbarfächer und der Praxis kennenzulernen. Den Berichten über die Arbeiten der 30 einzelnen Forschungsinstitute sind acht Aufsätze vorangestellt, in denen die bekanntesten Vertreter der naturwissenschaftlichen Fächer den Stand ihrer Wissenschaft darlegen. Der erste dieser Aufsätze aus der Feder von M. Hartmann befaßt sich mit der Philosophie der Naturwissenschaften. Man sieht sofort, daß etwas anderes herauskommt, wenn jemand nach gründlicher Kenntnis der Einzelwissenschaften große allgemeine Gedanken herausarbeitet, als wenn jemand auf der Grundlage eines von ihm erdachten Prinzips im Stile Hegels die Naturwissenschaften schulmeistert. Dem Physiker fällt es allerdings schwer, zu verstehen, warum die Bohr-Jordanschen Gedanken der Unbestimmtheit des biologischen Geschehens von den Biologen so schroff abgelehnt werden. Im 2. Teil bringen die einzelnen Institute einen Bericht ihrer Leistungen. Die Größe der einzelnen Anstalten ist ihren Aufgaben entsprechend sehr verschieden. So folgt dem Bericht der beiden großen Strömungsinstitute in Göttingen und München der zweier wesentlich kleinerer Einrichtungen, des Sonnblick-Observatoriums und des meteorologischen Instituts von Danzig. Aber gerade hier sieht man, wie auch in diesen kleineren Forschungsstätten mit großem Wirkungsgrad gearbeitet wird. Diesen schließt sich ein Überblick über die wechselvollen Schicksale der Institute für Chemie und Physikalische Chemie an. Einige der neuesten Ergebnisse können hier aus naheliegenden Gründen nicht veröffentlicht werden. Es würde zu weit führen, alle einzelnen Institute aufzuführen. Manches sank mit dem Tod seines Schöpfers wieder in den Orkus, seine Leistung aber bleibt bestehen. Unter den medizinischen Instituten interessiert den Physiker besonders das Kaiser-Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, das bekanntlich ein eigenes physikalisches Institut unter Leitung von Bothe besitzt, in dem Kernumwandlungen und biologische Strahlungswirkungen bearbeitet werden. Wenn der Physiker sich wundert, daß unter den medizinischen Arbeiten wenig über das Krebsproblem zu finden ist, so verhält es sich wohl so, wie wenn jemand im Jahre 1920 über zu wenig Arbeiten aus der Kernphysik geklagt hätte. Jeder aber, der einen Sinn für große wissenschaftliche Leistungen hat, wird angesichts dessen, was erreicht wurde, das Buch nicht ohne ein Gefühl der Ehrfurcht aus der Hand legen. Joos.

Heinrich Wigge, Lärm. 8°. 81 S. Mit 102 Abb. Leipzig 1936. Dr. M. Jänecke. RM 3.60.

Als Begleiterscheinung der heutigen Zivilisation nimmt der Lärm schon den Charakter einer Seuche an, da er nachweisbar den Organismus schädlich beeinflußt. Eine wirksame Lärmbekämpfung ist daher dringend erforderlich. Der Verfasser erkennt richtig, daß hierfür ein allgemeines Verständnis für die Entstehungsursachen und Bekämpfungsmöglichkeiten des Lärmes nötig ist. Dieses Verständnis soll das kleine Buch auch dem Nichtphysiker vermitteln. Es wird dementsprechend bei der Behandlung der drei Kapitel: „Grundtatsachen der Schalltechnik", „Lärmstörungen" und „Lärmschutz" rein beschreibend vorgegangen. Für den physikalisch interessierten Leser werden kurz die Meßmethoden für Lärmmessung und Lärmanalyse angegeben. Einige in der neueren Literatur erschienene Arbeiten über Lautstärke und Tonhöhenempfindung sind, obgleich sie wohl nicht allgemein gültig sind, mit verarbeitet. Im Rahmen dieses Buches werden daraus jedoch keine ernstlichen Mißverständnisse entstehen. H. Ramm.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Dozent Dr. Ing. Eugen Flegler zum nichtbeamteten a. o. Professor für Elektrotechnik insbesondere Technische Elektronik an der Technischen Hochschule München, der Abteilungsleiter am Kaiser-Wilhelm-Institut für Silikatforschung Dr. W. Weyl in Berlin zum associate professor am Pennsylvania State College in Philadelphia, der a. o. Professor an der Stefan-Tisza-Universität in Debreczen (Ungarn) Dr. Zoltan Gjulai zum ord. Professor der Experimentalphysik daselbst, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Wolfgang Kohlschütter zum a. o. Professor der Chemie ebenda.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Berlin Dr. Max Bodenstein.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Gießen Geheimer Hofrat Professor Dr. Walter König, der frühere ord. Professor der Werkscheidekunde und Geodäsie an der Technischen Hochschule Berlin Geheimer Bergrat Dr. Karl Fuhrmann, der stellvertretende Präsident am Staatlichen Materialprüfungsamt für Metallkunde in Berlin-Dahlem Dr. Oswald Bauer, der Leiter des Forschungs-Institutes der Gesellschaft für Kohlenforschung und frühere a. o. Professor an der Universität Münster Dr. Wilhelm Gluud.

Angebote.

Am Physikalisch-technischen Institut einer Hochschule wird zum 1. Oktober d. Js. eine

planm. Assistentenstelle

frei. Gelegenheit zur Habilitation.

Offerten unter S. H. 60 an den Verlag erbeten.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. III. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.